

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 39

АВГУСТ, 1996

ВЫПУСК 3

- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ V1118 Ori в 1989 г.  
*Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян, Г.Б.Оганян, А.С.Мелконян* 365
- РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ  $\alpha$  And.  
 ПЯТНИСТАЯ HgMn ЗВЕЗДА?  
*В.П.Маланушенко* 375
- ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ  
 ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД  
*Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян* 385
- НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ ПОДХОД К ЗЕЗДООБРАЗОВАНИЮ  
*Л.В.Мирзоян, А.А.Акопян* 393
- uvby* ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ КОМПОНЕНТОВ  
 КРАТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ  
*Г.Ш.Джавახишвили, Г.Н.Салуквадзе* 407
- О МАССОВОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД  
*Р.А.Варданян, М.Ш.Карапетян* 411
- ОН МЕГАМАЗЕРНЫЕ ГАЛАКТИКИ  
*Р.А.Кандалян* 417
- МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ  
 НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ  
*М.А.Казарян* 431

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ.Ս.Քանոնյան-Կոզան, Վ.Գ.Գորբաչևի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս. Կարդաշև, Վ.Հ.Համբարձումյան, Ա.Գ.Մասեիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Քալլոյան (պատ. քարտուղար):

Խմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Վ.Խարուձե, Ի.Մ.Կոպիլով, Վ.Հ.Համբարձումյան, Լ.Վ.Միրզոյան, Վ.Վ.Սորոլև (նախագահ):

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

**Редакционный совет:** В.А.Амбарцумян, А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мирзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной Академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

«ԱՍՏՂԱՏԻՋԻԿԱ»-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամասնությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սուիմաստիկայի քննադատների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարձր կուրսերի ուսանողների համար:

*Издание журнала частично финансируется спонсором  
СУРЕНОМ ФЕСЧЯНОМ (США).*

*Հանդեսի հրատարակությունը մասամբ ֆինանսավորում է հովանավոր  
ՍՈՒՐԵՆ ՖԵՍՉՅԱՆԸ (ԱՄՆ).*

УДК: 520.84

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ V1118 Ori в 1989 г.

Э.С.ПАРСАМЯН, К.Г.ГАСПАРЯН  
Г.Б.ОГАНЯН, А.С.МЕЛКОНЯН

Поступила 3 февраля 1996

Принята к печати 10 мая 1996

Спектры звезды V1118 Ori, полученные во время фуорообразной вспышки в 1989 г. характерны для классических звезд типа Т Тау. Наиболее интенсивными линиями в спектре были эмиссионные Бальмеровские линии водорода и CaII. В спектре, полученном 19 декабря 1989г., наблюдался коротковолновый абсорбционный компонент у линии  $H_{\alpha}$ , смещенный на 500 км/с от пика линии  $H_{\alpha}$ , что свидетельствовало об интенсивном истечении вещества из звезды. Частота фуорообразных вспышек у звезды V1118 Ori в активный период в среднем одна вспышка в три года. Существует некоторая аналогия между медленными вспышками и вспышками EXors (субфуоров).

1. *Введение.* Особый интерес к немногочисленной группе звезд типа Т Тельца, которые время от времени испытывают фуорообразные вспышки (outbursts), возник благодаря работе Хербига [1], в которой он предположил, что если существуют вспышки фуоров у звезд типа Т Тельца и отсутствуют у звезд главной последовательности, то должны быть звезды, у которых могут наблюдаться вспышки, напоминающие вспышки фуоров, но в слабой форме, т.е. они могут быть недостающим звеном между фуорами и звездами главной последовательности. Первые три звезды, у которых он нашел такие характеристики были EX Lup, VY Tau и UZ Tau. В настоящее время известны еще несколько звезд, которые Хербиг относит к той же группе, получивших название EXors или субфуоров [2,3]: NY Ori, PV Cep, V1118 Ori, V1143 Ori, DR Tau и Anon. К этой группе недавно прибавилась еще одна звезда Т Тау S, у которой в инфракрасных лучах наблюдалась вспышка амплитудой в две звездные величины [4,5]. Вспышка началась в 1980г. и, в отличие от остальных звезд этой группы, Т Тау S не видна в видимых лучах.

Хартман и др. [6] на основе модели аккреционного диска пришли к выводу о том, что звезды типа Т Тау могут подвергаться более скромным вспышкам аккреции, которые можно ассоциировать с явлением субфуоров. Они помещают вспышки субфуоров в конце жизни классических звезд типа Т Тау.

В 1982-1983гг. у звезды V1118 Ori впервые наблюдалась фуорообразная вспышка [7].

В 1988г. произошла вторая вспышка V1118 Ori [8]. Из приведенной

в [8] кривой блеска, следует, что звезда находилась в максимуме (с колебаниями блеска) по крайней мере с октября 1988г. по январь 1990г., после чего в течение 6-7 месяцев продолжалось затухание вспышки. Вся вспышка длилась с октября 1988г. до, примерно, августа 1990г.

Третья вспышка наблюдалась с ноября 1992г. до почти марта 1995г. [9]. Таким образом, звезда V1118 Ori, начиная с 1982-1983гг. вступила в активный период, который по аналогии с VY Tau, DR Tau может длиться десятки лет. Во время вспышки 1982г. спектральные наблюдения, насколько нам известно, не проводились.

Новые данные о повышении блеска V1118 Ori в 1939, 1956 и 1961гг. обнаружены недавно на основе просмотра пластинок из архива обсерватории Зоннеберг [10].

Настоящие спектральные наблюдения были проведены нами в период, когда звезда находилась в максимуме блеска в 1989г.

**2. Наблюдательный материал.** Спектральные наблюдения звезды V1118 Ori проводились на 6м телескопе Специальной астрофизической обсерватории АН России и на 2.6м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории. Наблюдения в САО проводились на планетном спектрографе (СП-124) со сканером в фокусе Несмита в диапазоне длин волн  $\lambda\lambda$  3800-7000 с дисперсией 1.8 А/канал, разрешающей силой  $\sim 4\text{A}$ . Звезда наблюдалась 11.01., 19.12. 1989г. Наблюдения на 2.6м телескопе проводились в фокусе Кассегрена на спектрографе UAGS с обратной дисперсией 101 А/мм, разрешающей силой  $\sim 4\text{A}$ . Спектры были получены 6.01, 1.02. и 8.12.1989г.

**3. Результаты наблюдений.** Согласно кривой блеска звезды в наблюдаемый период, с января 1989г. по январь 1990г. звезда все еще находилась в максимуме блеска [8]. Спектральные наблюдения V1118 Ori показали, что в период флуорообразной вспышки спектр звезды эмиссионный, как у классических звезд типа T Tauri. На рис. 1 приводится спектр звезды, полученный 11.01.89г., а на рис. 2 а, б - спектры звезды V1118 Ori в коротковолновом и длинноволновом диапазоне частот, полученные 19.12.89г. В табл. 1 приводятся отождествленные эмиссионные линии, наблюдавшиеся в звезде V1118 Ori (большинство из них бленды). Для отождествления линий были использованы таблицы эмиссионных линий из работ [11-13]. Линия  $H_{\beta}$  на спектре от 19 декабря была в поглощении.

Многие из этих линий наблюдаются у звезд VY Tau и V1143 Ori [11,14]. В табл. 2 приводятся эквивалентные ширины некоторых эмиссионных линий. Значения Бальмеровского декремента в разные дни наблюдений приведены в табл. 3.

4. *Обсуждение результатов.* Переменность блеска звезды V1118 Ori впервые была обнаружена Розино и Чианом в инфракрасных лучах [15]. На основе анализа многолетних фотографических наблюдательных данных, определены пределы изменения блеска звезды в *UBVR* в минимуме [8]:

<i>U</i>	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>
≥18.8	17.6+18.2	16.3+17.3	15.2+15.8

Настоящая вспышка началась несколько раньше октября 1988г. Время подъема блеска звезды неизвестно. Вспышка продолжалась до, примерно августа 1990 г. Амплитуды вспышки в *UBVR* были [8]:

$$\Delta U \geq 5.8 \quad \Delta B \cong 4.4 \quad \Delta V \cong 4.0 \quad \Delta R \cong 2.6$$

Согласно кривой блеска звезды в наблюдаемый период, с января 1989 г. по январь 1990 г. звезда все еще находилась в максимуме блеска [8].

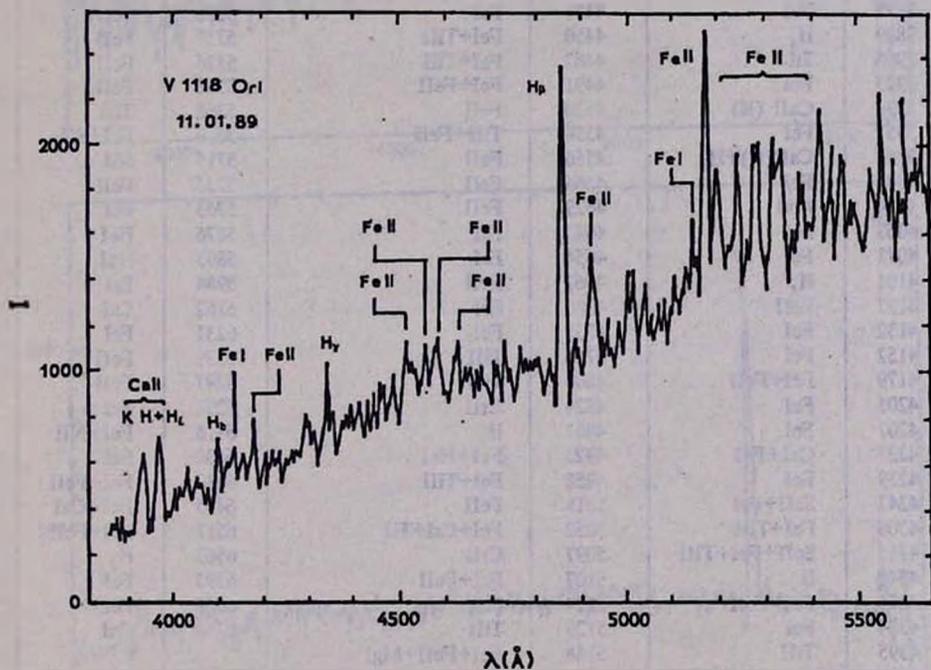


Рис. 1. Спектр звезды V1118 Ori в коротковолновом диапазоне частот, снятый 11.01.89г.

Спектр звезды богат как линиями низко возбужденных нейтральных металлов FeI, TiI, NiI, так и ионизованных FeII, TiII, CrII и др. Наиболее интенсивными являются линии Бальмеровской серии водорода и CaII, в целом спектр во время вспышки похож на спектр классических звезд типа Т Тау. В спектре звезды от 19 декабря, когда звезда все еще была

в максимуме блеска ( $U-B=-0.45$ ,  $B-V=0.52$ ,  $V=13.19$  [8]), у линии  $H_{\alpha}$  наблюдался коротковолновый абсорбционный компонент, смещенный на  $-500$  км/с, свидетельствующий об интенсивном истечении материи из звезды. Малое разрешение спектров не позволяет сделать какой-либо вывод о других линиях. На этом же спектре уже появились линии поглощения некоторых металлов FeI, FeII, CrI, CrII, TiII, а также полосы поглощения.

Таблица 1

ОТОЖДЕСТВЛЕННЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ,  
НАБЛЮДАВШИЕСЯ В V1118 Ori  
(11.01.1989г. и 19.12.1989г.)

$\lambda$	Элементы	$\lambda$	Элементы	$\lambda$	Элементы
3832	MgI	4400	TiII+ScII	5195	FeI
3856	SIII+FeI	4416	FeI+FeII+ScII	5202	FeII
3878	FeI	4431	FeI	5276	FeII
3889	$H_{\alpha}$	4450	FeI+TiII	5317	FeII
3905	SII	4467	FeI+TiII	5326	FeII
3923	FeI	4491	FeI+FeII	5338	FeII
3934	CaII (K)	4520	FeII	5368	TiII
3957	FeI	4534	TiII+FeII	5616	FeI+SII
3968	CaII(H)+ $H_{\alpha}$	4556	FeII	5715	NiII
4005	FeI	4584	FeII	5735	FeII
4034	MnI	4629	FeII	5763	FeI
4063	FeI	4647	FeI	5876	HeI
4071	FeI	4654	FeI	5893	NaI
4101	$H_{\alpha}$	4667	FeII	5984	FeI
4123	FeII	4680	FeI	6162	CaI
4132	FeI	4731	FeI	6231	FeI
4152	FeI	4780	TiII	6239	FeII
4179	FeI+FeII	4805	TiII	6247	FeII
4201	FeI	4824	CrII	6298	FeI
4207	FeI	4861	$H_{\alpha}$	6316	FeI+NiII
4227	CaI+FeI	4923	FeI+HeI	6400	FeI
4239	FeI	4958	FeI+TiII	6432	FeI+FeII
4247	ScII+FeI	5018	FeII	6495	FeI+CaI
4308	FeI+TiII	5052	FeI+CrI+TiI	6517	FeI+FeII
4315	ScII+FeI+TiII	5097	CrII	6563	$H_{\alpha}$
4340	$H_{\alpha}$	5107	FeI+FeII	6593	FeI
4355	FeI+FeII	5124	FeI	6663	FeI
4384	FeI	5129	TiII	6718	CaI
4395	TiII	5168	FeI+FeII+MgI		

Как было отмечено нами ранее, истечение вещества, характерное для многих звезд типа Т Тау, во время вспышки субфуоров во много раз повышает свою интенсивность, возможно при той же скорости истечения. Это явление приводит к образованию квазистационарной околосредней оболочки, которая в течение 1.5-2 лет рассеивается из-за уменьшения интенсивности истечения [3]. Так, спектральные исследования четырех звезд UZ Тау Е, EX Lup, VY Тау и DR Тау из группы субфуоров, проведенные Мундтом [16] показали, что

только у двух из них, DR Tau и UZ Tau E, были обнаружены прямые свидетельства относительно истечения вещества (потери массы). Это очевидно было связано с тем, что в период наблюдений эти звезды были в спокойном состоянии. У звезды VY Tau в максимуме блеска в 1970г. Хербиг наблюдал коротковолновый абсорбционный компонент у линии CaII, смещенный на  $-448$  км/с, в то же время у линии  $H_{\alpha}$  он отсутствовал [2].

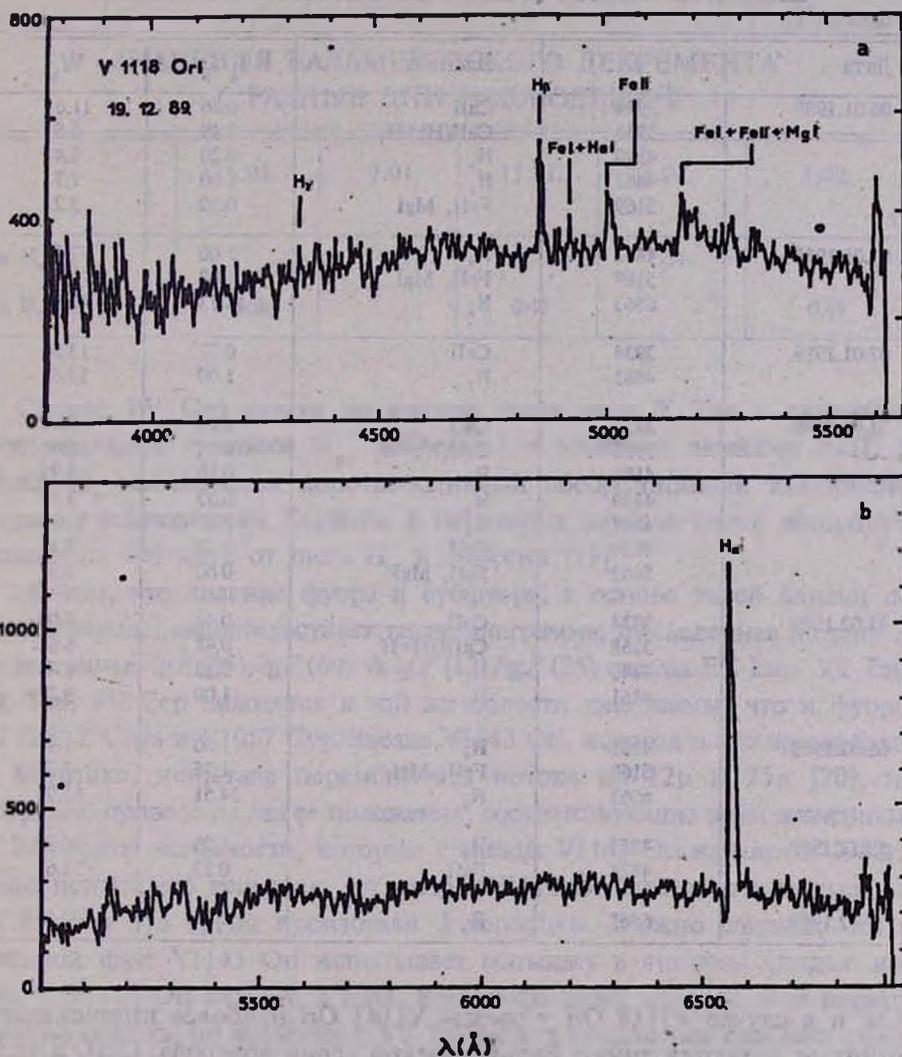


Рис. 2. *a, b.* Спектры звезды V1118 Ori в коротковолновом и длинноволновом диапазоне частот, снятые 19.12.89г.

Спектр V1118 Ori по своим характеристикам больше всего похож на спектр V1143 Ori [14]. Если учесть, что оба они вступили в свою активную

фазу почти одновременно и в минимуме блеска V1143 Oгi спектрального типа M2 [14], а V1118 Oгi по своим фотометрическим данным ( $18.2 \leq B \leq 17.6$  [8]) в минимуме блеска должна быть типа  $\geq M2-M3$ , то можно ожидать некоторое подобие в их спектральных характеристиках.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ И ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Дата	$\lambda$	Элемент	$I_{\lambda}/I_{\rho}$	$W_{\lambda}$
06.01.1989	3934	CaII	0.86	11.6
	3968	CaII(H)+H <sub>γ</sub>	0.49	6.6
	4340	H <sub>γ</sub>	0.20	2.4
	4861	H <sub>β</sub>	1.00	7.7
	5169	FeII, MgI	0.80	5.2
07.01.1989	4862	H <sub>β</sub>	1.00	7.5
	5169	FeII, MgI	1.08	7.0
	6563	H <sub>α</sub>	18.73	47.0
07.01.1989	3934	CaII	0.77	13.50
	4861	H <sub>β</sub>	1.00	13.61
11.01.1989	3934	CaII	0.23	9.71
	3968	CaII(H)+H <sub>γ</sub>	0.34	15.07
	4101	H <sub>γ</sub>	0.10	2.95
	4340	H <sub>γ</sub>	0.33	7.52
	4861	H <sub>β</sub>	1.00	13.79
	4924	FeII	0.38	5.13
	5169	FeII, MgI	0.60	5.91
01.02.1989	3934	CaII	0.44	6.09
	3968	CaII(H)+H <sub>γ</sub>	0.48	6.61
	4340	H <sub>γ</sub>	0.33	4.49
	4861	H <sub>β</sub>	1.00	9.71
01.02.1989	4861	H <sub>β</sub>	1.00	4.47
	5169	FeII, MgI	1.75	7.20
	6563	H <sub>α</sub>	34.51	63.97
19.12.1989	4861	H <sub>β</sub>	1.00	6.96
	4924	FeII	0.23	1.63
19.12.1989	6563	H <sub>α</sub>		40.50

Как и в случае V1118 Oгi у звезды V1143 Oгi наиболее интенсивными линиями являются линии Бальмеровской серии водорода, CaII, а также линии нейтральных и ионизированных металлов, V1143 Oгi также является звездой типа T Тау [14]. Большинство линий, наблюдаемых в V1118 Oгi наблюдаются и у VY Тау, но с меньшей интенсивностью. Как отмечает Хербиг, в спектре VY Тау во время вспышки доминируют низко возбужденные линии металлов, в частности FeI, в то время как FeII

слабы, а Бальмеровские эмиссионные линии незаметны, что отличает VY Tau от обычных звезд типа T Tau [2].

Спектральные характеристики DR Tau, как и кривая блеска, значительно отличаются от остальных звезд того же типа. Если по своим спектральным характеристикам DR Tau во время вспышки имеет спектральные характеристики пекулярной звезды типа T Tau, то по форме кривой блеска это скорее всего фуор [16-18].

Таблица 3

### ЗНАЧЕНИЯ БАЛЬМЕРОВСКОГО ДЕКРЕМЕНТА В РАЗНЫЕ ДНИ НАБЛЮДЕНИЙ

	6.01.	7.01.	11.01.	1.02.	1.02.
$\lg H_\alpha/H_\gamma$		1.27		1.54	
$\lg H_\beta/H_\gamma$	0.68		0.47		0.48

Спектр PV Ser похож на спектр звезд типа T Tau с сильными эмиссионными линиями  $H_\alpha$ , [OI], [SII] и многими линиями FeII. У линии  $H_\alpha$  наблюдается коротковолновый абсорбционный компонент: согласно наблюдениям Хербига, в некоторых случаях центр абсорбции смещен на 400 км/с от пика  $H_\alpha$  в эмиссии [19].

О том, что явление фуора и субфуора, в основе своей близки по своей природе, свидетельствует также диаграмма, приведенная на рис. 3. На диаграмме  $\lg F(25)/\lg F(60)$  vs  $\lg F(12)/\lg F(25)$  звезды EX Lup, VY Tau, DR Tau, PV Ser находятся в той же области диаграммы, что и фуоры FU Ori, Z CMa и V1057 Cyg. Звезда V1143 Opi, которая в это время была во вспышке, испытала переменность потока на 12 $\mu$  и 25 $\mu$  [20], на диаграмме приведены два ее положения, соответствующие этим значениям.

За период активности, который у звезды V1143 Opi начался в 1982г., звезда испытала 5 вспышек, а у звезды V1118 Opi активность началась в 1983г. и за это время произошли 3 вспышки. Можно считать, что в активной фазе V1143 Opi испытывает вспышку в среднем каждые два года, а V1118 Opi каждые 3 года. Как долго будет длиться этот период - трудно сказать, по аналогии с VY Tau может продлиться еще несколько лет. Как видим, частота вспышек у V1143 Opi несколько выше, чем у V1118 Opi и в обоих случаях меньше, чем у VY Tau. Возможно, как и в случае VY Tau, можно допустить, что в последующих периодах активности частота вспышек увеличится.

Как известно, звезды типа T Tau испытывают не только крупномасштабные вспышки типа фуоров и субфуоров, но и быстрые вспышки,

наблюдающиеся у карликовых звезд в звездных агрегатах и в окрестности Солнца. У звезд V1118 Ori, V1143 Ori и VY Tau также были обнаружены быстрые вспышки, характерные для звезд Т Тау и карликовых звезд типа К-М [8,21,22]. Кроме того, у VY Tau обнаружена 5.37-дневная

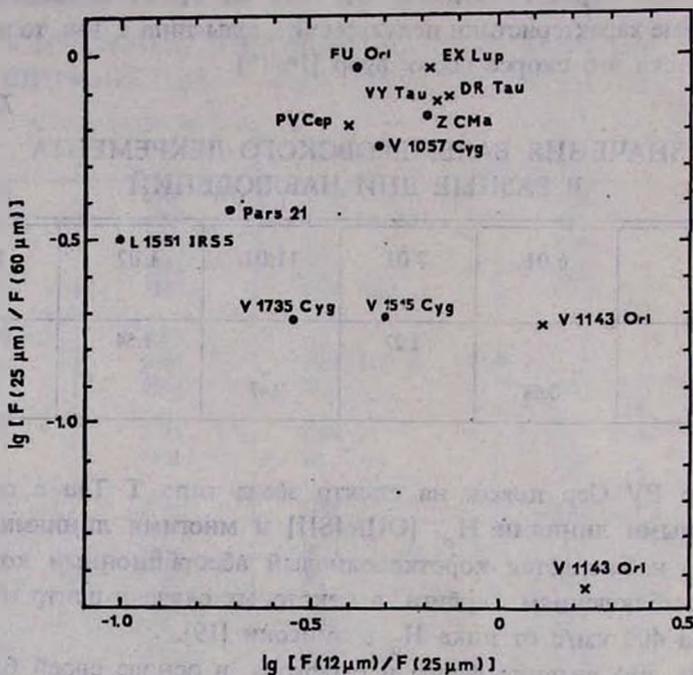


Рис. 3. Зависимость  $\lg F(25)/\lg F(60)$  от  $\lg F(12)/\lg F(25)$  для некоторых нестационарных звезд. Точки - фуоры, крестики - субфуоры (Ехотс) (объяснение в тексте).

периодичность [23], а у DR Tau 5-10-дневная периодичность [24], характерные для многих вспыхивающих звезд, как свидетельство присутствия пятен на их поверхности. У обычных вспыхивающих звезд встречаются редкие, так называемые медленные вспышки, кривая блеска которых напоминает кривые блеска фуоров и субфуоров, но в короткой шкале времени. Есть три обстоятельства, роднящие субфуоры и медленные вспышки [25-27]:

1) Форма кривой блеска; 2) наблюдавшийся ультрафиолетовый экссесс во время вспышки; 3) эмиссионный спектр, характерный для звезд типа Т Тау.

У наиболее яркой представительницы звезд, испытывавших медленные вспышки, у вспыхивающей звезды Ориона №177 [25] вспышка продолжалась более 19 часов. У звезды 177 в минимуме блеска наблюдается слабая  $H_{\alpha}$  в эмиссии [28], ее можно считать звездой типа WTTS (звезда типа Т Тау с слабыми эмиссионными линиями). Изменения подобного

рода, но с продолжительностью уже несколько дней, наблюдались у звезд SU Ori, AY Ori и PC 453 [29]. Звезда SU Ori к тому же известна как обычная вспыхающая звезда. Не исключено, что наблюдающаяся у этих звезд активность является промежуточной между медленными вспышками и явлением субфуоров. Как было отмечено ранее Аппенцеллером [30], нет данных о том, что классические вспыхающие звезды имеют холодные околозвездные диски или аккрецию масс. Согласно Аппенцеллеру, в отличие от звезд Т Тау, вспыхающие без характеристик Т Тау это те, у которых разрушились аккреционные диски. Дальнейшее исследование этих явлений возможно ответит на вопрос - существует ли связь между этими явлениями.

5. *Заключение.* Спектры звезды V1118 Ori, полученные во время фуорообразной вспышки в 1989г. характерны для классических звезд типа Т Тау. Наиболее интенсивными линиями в спектре являются эмиссионные Бальмеровские линии водорода и CaII. В спектре, полученном 19 декабря 1989г. наблюдался коротковолновый абсорбционный компонент у линии  $H_{\alpha}$ , смещенный на 500 км/с от пика линии  $H_{\alpha}$ , что свидетельствовало об интенсивном истечении вещества из звезды. Частота фуорообразных вспышек у звезды V1118 Ori в активный период приблизительно одна вспышка в три года. Возможно, что в дальнейшем частота вспышек повысится. Существует некоторая аналогия между медленными вспышками и вспышками субфуоров.

Авторы приносят благодарность сотрудникам Специальной астрофизической обсерватории АН России за помощь при наблюдениях.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF V1118 Ori IN 1989

E.S.PARSAMIAN, L.G.GASPARIAN,  
G.B.OGANIAN, A.S.MELKONIAN

Spectra of the star V1118 Ori during the fuor-like outburst in 1989 are characterized as classical T Tauri stars. The most prominent lines in the spectra are Balmer emission lines of hydrogen and CaII. In the spectrum of 19 December 1989 the  $H_{\alpha}$  line was accompanied by an absorption component at -500km/s, as evidence of intense outflow of the matter from the star. The outburst frequency for the star V1118 Ori in its active period is approximately one outburst every three years. There is some analogy between slow flares and outbursts of EXors (subfuors).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *G.H.Herbig*, *Astrophys.J.*, 217, 693, 1977.
2. *G.H.Herbig*, *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, ed. *B.Reipurth*, München, 1990, p. 23.
3. *Э.С.Парсямян, К.Г.Гаспарян*, *Астрофизика*, 27, 447, 1987.
4. *A.M.Ghez, G.Neugebauer, P.W.Gorham, C.A.Haniff, S.R.Kulkarni, K.Matthews, C.Koresko, S.Beckwith*, *Astron.J.*, 102, 2066, 1991.
5. *M.Simon, A.J.Longmore, M.A.Shure, A.Smillie*, *Astrophys.J.*, 456, L41, 1996.
6. *L.Hartmann, S.Kenyon, P.Hartigan*, *Protostars and Planets III*, eds. *E.H.Levy, J.I.Lunine*, The Univ. of Arizona Press, 1993, p. 497.
7. *M.Shanal*, *International Astronomical Union Circular No 3924*, 1984.
8. *Э.С.Парсямян, М.А.Ибрагимов, Г.Б.Оганян, К.Г.Гаспарян*, *Астрофизика*, 36, 23, 1993.
9. *J.G.Garcia, A.Mampasso, E.Parsamian*, *Inf.Bull.Var.Stars*, N4268, 1995.
10. *C.Paul, P.Kroll, T.Lehmann*, *Flares and Flashes*, *Proceedings of IAU Colloquium N 151*, Sonneberg, Germany, eds. *J.Greiner et al.*, 1995, p. 229.
11. *G.H.Herbig*, *Astrophys.J.*, 360, 639, 1990.
12. *I.Appenzeller, I.Jankovich, R.Letter*, *Astron.Astrophys.J.Suppl.Scr.*, 64, 65, 1986.
13. *C.E.Moore*, *A Multiplct Table of Astrophysical Interest*, *Princeton Univ.Obs.*, 1995.
14. *М.Пеймберт, Э.С.Парсямян, К.Г.Гаспарян, А.С.Мелконян, Г.Б.Оганян*, *Астрофизика*, 35, 181, 1991.
15. *L.Rosino, A.Cian*, *Asiago Contr.* N125, 3, 1962.
16. *R.Mundt*, *Astrophys.J.*, 280, 749, 1984.
17. *I.Appenzeller, A.Reitermann, O.Stahl*, *Publ.Astron.Soc.Pac.*, 100, 815, 1988.
18. *J.Krautter, U.Bastian*, *Astron.Astrophys. (Lett.)*, 88, L6, 1980.
19. *M.Cohen, L.V.Kuhi, E.A.Harlan, H.Spinrad*, *Astrophys.J.*, 245, 920, 1981.
20. *W.B.Weaver, G.Jones*, *Astrophys.J.Suppl.S.*, 78, 239, 1992.
21. *Э.С.Парсямян, К.Г.Гаспарян, Г.Б.Оганян, Э.Чавира*, *Астрофизика*, 34, 175, 1991.
22. *A.S.Hojaev*, *Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity*, *IAU Symp. N137*, eds. *L.V.Mirzoyan et.al.*, 1990, p. 81.
23. *K.N.Grankin, M.A.Ibragimov, S.Ju.Melnikov, V.S.Shevchenko, S.D.Yakubov*, *Inf.Bull.Var.Stars*, N3658, 1991.
24. *S.J.Kenyon, L.Hartmann, R.Hewett, L.Carrasco*, et al., *Astron.J.*, 107, 2153, 1994.
25. *G.Haro, E.Parsamian*, *Bol.Obs.Tonantzintla*, 31, 45, 1969.
26. *Э.С.Парсямян*, *Астрофизика*, 16, 231, 1980.
27. *Э.С.Парсямян, Г.Б.Оганян*, *Астрофизика*, 33, 243, 1990.
28. *E.S.Parsamian, E.Chavira*, *Bol.Inst.Tonantzintla*, 3, 69, 1980.
29. *Э.С.Парсямян*, *Сообщ. Бюракан.обс.*, 63, 92, 1992.
30. *I.Appenzeller*, *Flare Stars in Star Clusters, Associations and the Solar Vicinity*, *IAU Symp. N137*, eds. *L.V.Mirzoyan et.al*, 1990, p. 239.

УДК: 524.31-325.4

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ $\alpha$ And. ПЯТНИСТАЯ HgMn ЗВЕЗДА?

В.П.МАЛАНУШЕНКО

Поступила 25 марта 1996

Принята к печати 20 апреля 1996

По наблюдениям 1989-1994гг. рассматриваются результаты измерений лучевых скоростей по линиям SiII  $\lambda\lambda$  6347, 6371 AA и линии HeI  $\lambda$  6678 A. Проведен анализ переменности профилей линий в течение 96.6-дневного орбитального периода. Приводятся свидетельства обнаружения в спектре  $\alpha$ And линий второго компонента, соответствующих линиям кремния  $\lambda\lambda$  6347, 6371 AA. Скорость вращения второго компонента составляет, по предварительной оценке, 100-120 км/с. Из анализа переменности лучевых скоростей линии HeI  $\lambda$  6678 A в течение ночи определен период вращения звезды  $P=1.4012344$  и делается вывод о неоднородном распределении содержания гелия по поверхности, или о неоднородном распределении физических условий. Таким образом получены первые свидетельства существования пятен на поверхности HgMn звезд.

1. *Введение.* Звезда  $\alpha$ And относится к классу CP2 звезд (B9p, HgMn). Она хорошо доступна для наблюдений самыми разнообразными методами, является одной из наиболее изученных звезд. Считается спектрально-двойной системой, открытой [1] с периодом 96.<sup>d</sup> 696 [2]. Последние определения параметров двойной системы опубликованы [3] по спекл-интерферометрическим измерениям. Скорость вращения  $V \sin i = 65 \text{ km/s}$  [4]. Период вращения определен по фотометрическим измерениям  $P_{\text{rot}} = 0.49636162$  [5]. Согласно последнему определению [6] имеет  $T_{\text{eff}} = 13700^{\circ} \text{K}$ ,  $\lg g = 3.7$ .

Наше внимание звезда привлекла:

а) Необычным соотношением между орбитальным периодом и периодом вращения. Отношение периодов составляет

$$P_{\text{orb}} / P_{\text{rot}} = 96.696 / 0.49636 \approx 100.35 \approx 100 / (\text{sidereal day}).$$

б) Необычной переменностью лучевых скоростей с амплитудой  $\approx 9$  км/с и периодом  $\approx 0.4128$  по наблюдениям в ультрафиолетовой области спектра резонансных линий Si и C [5].

Объяснением для а) может быть предположение об ошибочном определении одного из двух периодов. Подобные случаи хорошо известны [7]: при наблюдениях, разделенных интервалами, кратными суткам, регистрируется не истинный  $P_1$ , а стробоскопический  $P_1$ :

$$P_1 = 1 / (1/P_1 + k \times (\text{sidereal day})), \quad k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Двойственность звезды является установленным фактом [3], но можно предположить, что период вращения звезды определен некорректно.

Существование переменности блеска и лучевой скорости с периодами

существенно короче орбитального представляется весьма интересным. Для химически пекулярных звезд верхней части Главной последовательности единственно возможным объяснением подобной фотометрической переменности считается существование сильного дипольного магнитного поля и/или неоднородного распределения физических условий (или химического состава) по поверхности главного компонента системы. Переменность же лучевых скоростей с периодами намного короче суток невозможно объяснить и вращением звезды.

2. *Наблюдения и обработка.* Наши наблюдения были проведены в период 1989-1991гг. на 2.6-м телескопе Крымской обсерватории в спектрографе кудэ, оснащенный CCD камерой с чувствительным к

Таблица 1

ДАННЫЕ О НАБЛЮДЕНИЯХ  $\alpha$ And

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
31.08.89	6371	47739.38	0.772	18
	6678			7
26.10.89	6371	47826.45	0.673	14
12.08.90	6347	48116.45	0.672	12
01.09.90	6347	48136.37	0.878	13
26.12.90	6347	48252.26	0.076	9
25.09.91	6678	48525.32	0.900	28
15.10.91	6678	48545.19	0.106	11
16.10.91	6678	48546.20	0.116	15
18.10.91	6678	48548.35	0.139	15
	6347			5
19.10.91	6678	48549.34	0.149	13
	6347			3
20.12.93	6678	49342.36	0.348	5
20.01.94	6678	49373.30	0.667	3
16.08.94	6678	49581.38	0.819	3
17.08.94	6678	49582.38	0.830	5
16.10.94	6678	49642.38	0.450	5
19.10.94	6678	49645.33	0.480	16
21.10.94	6678	49647.37	0.502	9
22.10.94	6678	49648.36	0.512	12

Объяснение колонок: (1) дата; (2) спектральная область; (3) момент наблюдений в HJD - 2400000; (4) фазы орбитального движения, вычисленные по эфемеридам [3]; (5) количество спектров.

красной области GEC детектором. Разрешение составляет  $0.056 \text{ \AA}/\text{pix}$ , дисперсия  $2.4 \text{ \AA}/\text{mm}$ , спектральный интервал составлял  $\approx 31 \text{ \AA}$  (при размере матрицы  $600 \times 400 \text{ pix}$ ), типичное отношение сигнал/шум составляло  $\sim 150\text{-}250$  при экспозиции  $\sim 10$  мин. Журнал наблюдений приведен в табл. 1.

Обработка всего наблюдательного материала была сделана, используя программу SPE, написанную сотрудником КрАО С.Сергеевым в Крымской обсерватории.

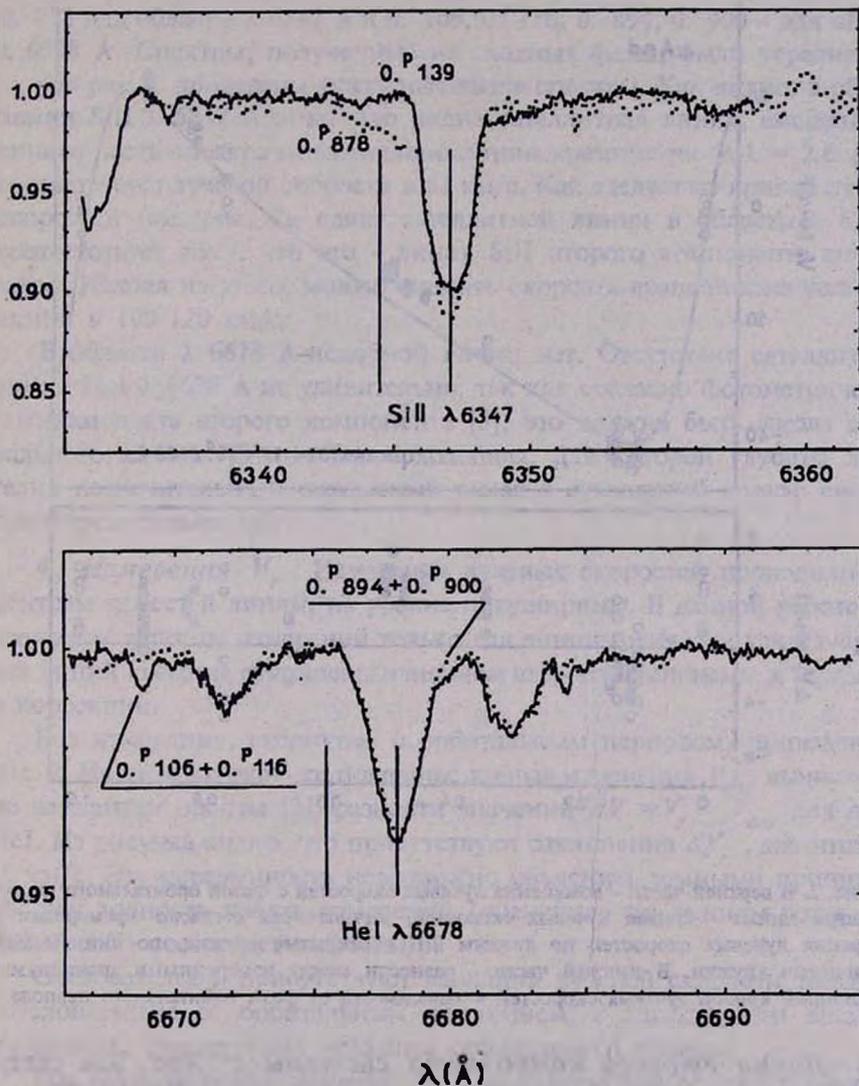


Рис. 1. Спектры  $\alpha$ And, полученные на противоположных фазах орбитального периода в двух спектральных областях. Стрелками указано положение линий спектра главного компонента и предполагаемое положение линий второго компонента.

Для определения шкалы длин волн использовался спектр сравнения ториевой лампы, для линий кремния также использовались линии атмосферной воды. Дисперсионная кривая определялась как полином первой степени. Вначале спектры нормировались к континууму, затем проводились измерения лучевых скоростей для трех линий: двух линий Si II  $\lambda\lambda$  6347.11, 6371.37 Å и линии He I  $\lambda$  6678.15 Å. Длины волн линий измерялись по центрам тяжестей контуров на уровне полуширин линий.

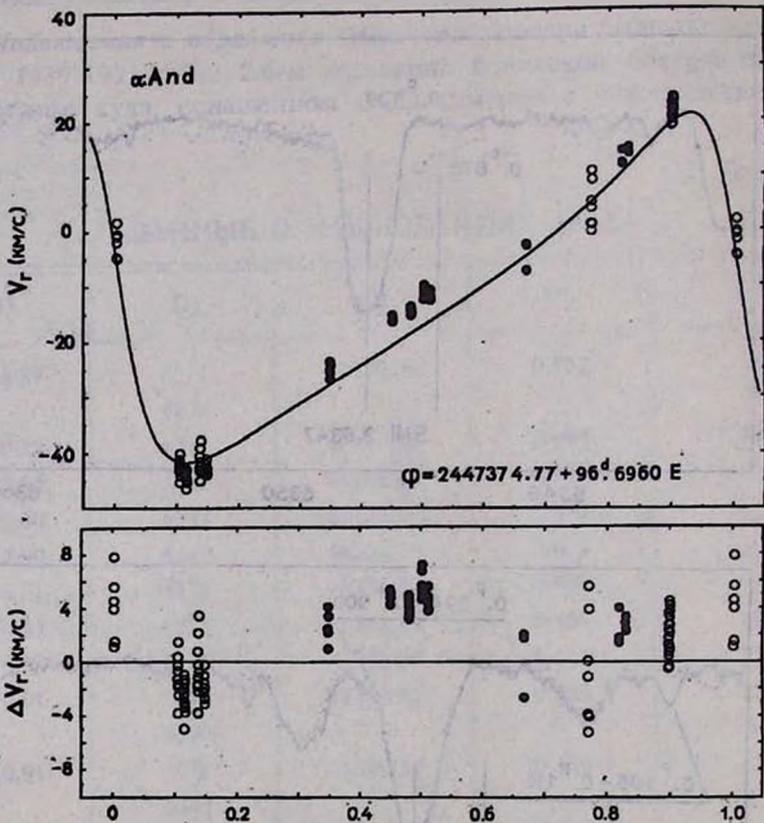


Рис. 2. В верхней части - изменения лучевых скоростей с фазой орбитального периода. Сплошная линия - кривая лучевых скоростей, вычисленная согласно эфемеридам [3]. Измерения лучевых скоростей по линиям Si II - открытые кружки, по линиям He I - заполненные кружки. В нижней части - разности между измеренными значениями и вычисленной кривой лучевых скоростей в зависимости от фазы орбитального периода.

3. *Линии второго компонента системы  $\alpha$  And.* Как следует из [3], разность блеска между компонентами  $\Delta m_{5500\lambda} = 0.^m188$ . Поэтому глубины линий спектра второго компонента ожидаются весьма небольшими, следовательно, необходимы наблюдения с высоким отношением  $S/N$ .

Из литературы известно лишь одно сообщение об обнаружении линий второго компонента [8] - для MgII  $\lambda$  4481 Å и HeI  $\lambda$  4471 Å. Однако автор приводит только один спектр, полученный на фотопластинке с типичными для фотоэмульсий большими шумами. Глубины линий, соответствующих второму компоненту, составляют около 5%, что примерно соответствует уровню шумовой дорожки фотоэмульсии. Поэтому достоверность результата достаточно низкая.

Для регистрации спектра второго компонента рассмотрены спектры, полученные на противоположных фазах орбитального периода: 0.<sup>h</sup> 139, 0.<sup>h</sup> 878 для области  $\lambda$  6347 Å и 0.<sup>h</sup> 106, 0.<sup>h</sup> 116; 0.<sup>h</sup> 894, 0.<sup>h</sup> 900 - для области  $\lambda$  6678 Å. Спектры, полученные на сходных фазах, были усреднены.

На рис. 1 приведены указанные выше спектры. Как видно, в области линии SiII  $\lambda$  6347 Å отчетливо видна сателлитная линия, смещенная в синюю часть спектра относительно линии кремния на  $\Delta \lambda = 2.6$  Å, что соответствует лучевой скорости в 62 км/с. Как следует из кривой лучевых скоростей (см. рис. 2), сдвиг сателлитной линии в области  $\lambda$  6347 Å соответствует тому, что это - линия SiII второго компонента системы  $\alpha$ And. Исходя из этого, можно оценить скорость вращения из уширения линии в 100-120 км/с.

В области  $\lambda$  6678 Å подобной линии нет. Отсутствие сателлита для линии HeI  $\lambda$  6678 Å не удивительно, так как согласно фотометрическим оценкам цвета второго компонента [3], это должна быть звезда спектрального класса A0 или более холодная, для которой глубина линий гелия незначительна и ожидаемый вклад в суммарный спектр системы пренебрежительно мал.

4. Измерения  $V_r$ . Измерения лучевых скоростей проводились по центрам тяжестей линий, на уровне полуширины. В данной работе приводятся результаты измерений только для линии гелия, так как измерения для линий кремния отягощены влиянием второго компонента и нуждаются в коррекции.

Все измерения, свернутые с орбитальным периодом, приведены на рис. 2. На этом же рисунке показаны: кривая изменения  $V_{orb}$ , вычисленная по элементам орбиты [3]; разности значений  $\Delta V = V_r - V_{orb}$  для линии HeI. Из рисунка видно, что присутствуют отклонения  $\Delta V_r$ , достигающие 10 км/с. Эту переменность невозможно объяснить земными причинами, так как точность наших измерений (оцененная по линиям воды - для линий SiII) составляет  $\approx 0.6$  км/с.

Следовательно, присутствуют вариации лучевой скорости звезды, обусловленные ее орбитальным движением, с характерным временем изменения, существенно меньшим орбитального периода.

Мы провели поиск значения  $P_{rot}$  по нашим измерениям с помощью стандартной техники фурье-анализа [9,10]. В интервале частот, соответствующим периодам от 100<sup>d</sup> до 0.<sup>d</sup> 8, присутствуют три значимых пика: 81.<sup>d</sup> 6, 2.<sup>d</sup> 75, 1.<sup>d</sup> 012.

Предположим, что истинным является лишь один, наиболее короткий. Тогда вычитание его из исходных данных должно привести к тому, что из спектра мощности будут унесены все значимые пики, т.е. произойдет "отбеливание" спектра [11].

Для проверки нашего предположения мы свернули наши измерения  $\Delta V_r$  с  $P_{\text{rot}} = 1.^d 012344$  по формуле

$$\phi = \text{HJD } 2449342.^d 3395 + 1.^d 012344 \times E$$

и аппроксимировали их синусоидальным колебанием с тремя гармониками. Затем вычли полученную модель из исходных  $\Delta V_r$ . Для разностей снова был рассчитан спектр мощности.

На рис. 3 показаны исходный спектр мощности, измерения лучевых скоростей  $\Delta V_r$ , свернутые с периодом  $P_{\text{rot}}$  и спектр мощности остатков. Как видно из рисунка, периодическое колебание уносит из спектра мощности практически все пики. Таким образом, приходим к выводу о правильности предположения о присутствии единственного периода изменения  $\Delta V_r$ ,  $P_{\text{rot}} = 1.^d 012344$ .

Поведение  $\Delta V_r$  с фазой  $P_{\text{rot}}$  является типичным для модели звезды с одиночным пятном аномалия гелия на поверхности.

5. *Переменность спектра  $\alpha$ And в течение ночи.* В работах [12,5] на основании наблюдений в UV диапазоне на спутниках TD1-AS и Soremis были обнаружены периодические изменения интенсивностей линий и их лучевых скоростей с периодом  $P = 3^h 05^m = 0.^d 12855$  и амплитудой изменения лучевых скоростей около 7 км/с. В работах [13,14] на основании измерения фотографических спектрограмм (полученных на 6-м телескопе, ПаО, 2.7 Å/mm), получены свидетельства переменности  $V_r$  с периодами ~41 и ~52 мин и амплитудами ~10 км/с. Однако наблюдения носили эпизодический характер и не позволили получить целостную картину переменности и интерпретацию результатов.

Наши результаты являются систематическими, достаточно продолжительны в течение ночи ( $\Delta T$  от 2<sup>h</sup> до 7<sup>h</sup>), получены с отношением сигнал/шум > 150 и с достаточно хорошим временным разрешением (~10 мин). Поэтому нам представлялось возможным изучить переменность спектра  $\alpha$ And в течение ночи.

На рис. 4 представлены нормированные к континууму спектрограммы  $\alpha$ And для двух ночей наблюдений в спектральном диапазоне, соответствующем линии HeI  $\lambda$  6678 Å. Спектрограммы были усреднены по три соседние экспозиции. Отношение сигнал/шум при этом > 300. На рисунках видны небольшие изменения внутри профилей линий HeI  $\lambda$  6678 Å и MnII  $\lambda$  6682.4 Å. Измеренные значения лучевых скоростей не показывают периодов, обнаруженных в цитированных выше работах и их амплитуда не превышает ~2 км/с.

Более интересно поведение линии с лабораторной длиной волны  $\approx 6668$  Å (точное отождествление отсутствует). Эта линия имеет полуширину профиля, соответствующую уширению вращения звезды с

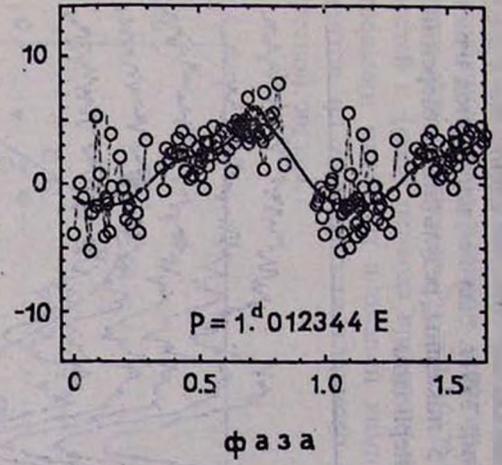
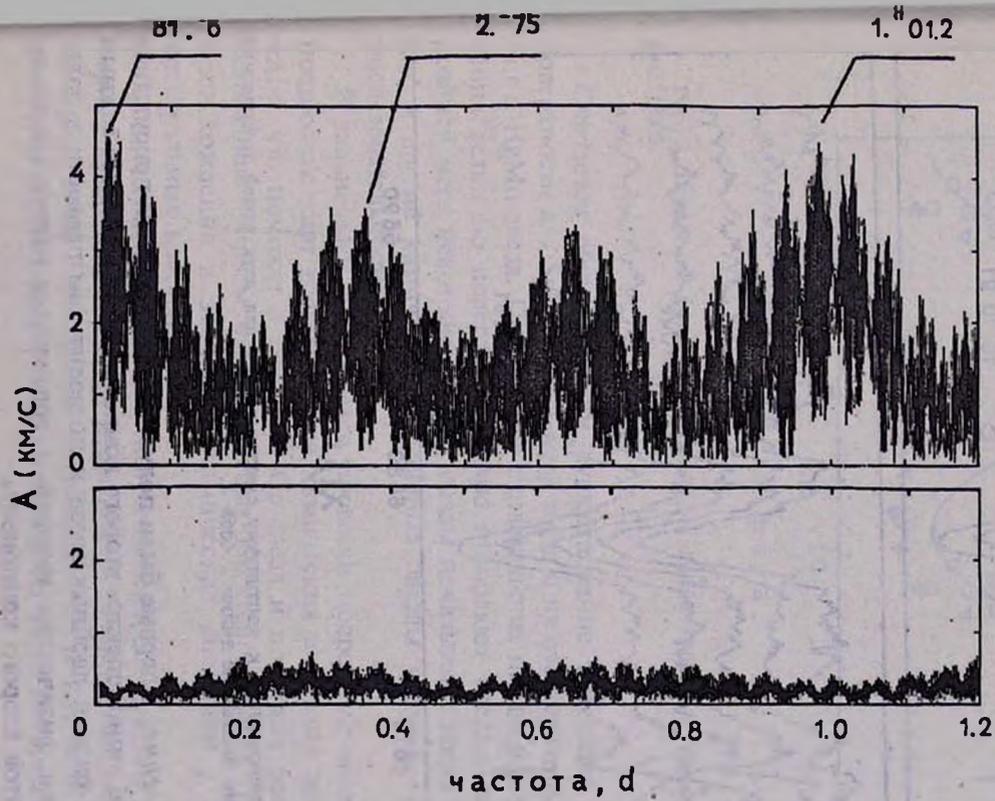


Рис. 3. Верхний левый график - спектр мощности  $\Delta V = V - V_{об}$ , по оси абсцисс - частота в  $[d^{-1}]$ , по оси ординат - амплитуда в [км/с]. Верхний правый график - измерения  $\Delta V$ , свернутые с периодом  $1.012344$ . Сплошной линией показана аппроксимация измерений методом наименьших квадратов синусоидой с тремя гармониками. Нижний график - спектр мощности остатков после вычитания найденного периода  $P = 1.012344$ .

$V_{\text{rot}} = 54$  км/с. Она показывает необычно сильные сдвиги по  $\lambda$  в течение ночи. По пяти ночам наблюдений 1991г. был найден период изменений  $\Delta V$ ,  $P = 0.^s 15395$ . На рис. 5 показаны результаты измерений  $\Delta V$ , свернутые с указанным выше периодом.

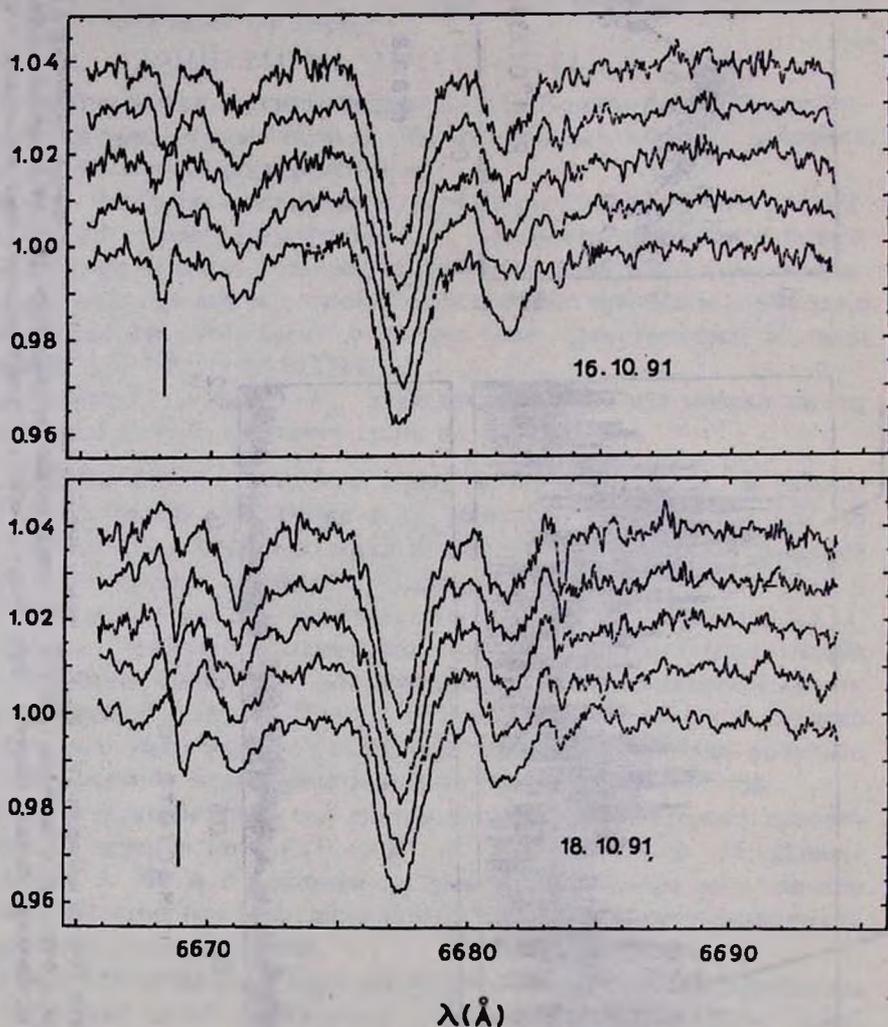


Рис. 4. Нормированные к континууму спектрограммы для двух ночей наблюдений. Стрелками указано положение линии  $\lambda$  6668 Å.

**6. Заключение.** Впервые были получены свидетельства присутствия в спектре  $\alpha$ And линий спектра второго компонента, что является важным для изучения физики двойных звезд и позволит нам провести в дальнейшем оценки физических условий и содержания некоторых химических элементов второго компонента.

В результате анализа измерений лучевых скоростей было показано, что опубликованное значение периода вращения является неточным и получено новое значение  $P_{\text{rot}} = 1.^d 012344$ . Характер поведения лучевых скоростей с фазой периода вращения звезды приводит к выводу о существовании пятенных аномалий химического содержания некоторых элементов на поверхности главного компонента этой несомненно интересной звезды.

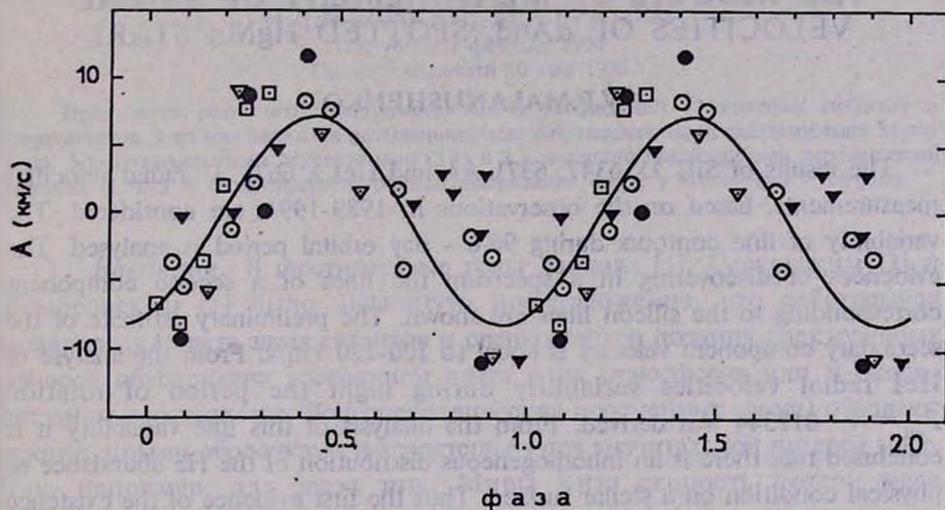


Рис. 5. Измерения лучевых скоростей для линии  $\lambda$  6668 Å, свернутые с периодом  $P=0.^d 15395$ .

Считается общепринятым существование пятенных аномалий на поверхности для SrCrEu и He-weak звезд и их отсутствие на поверхности Am и HgMn звезд. Полученные свидетельства неоднородного распределения гелия по поверхности  $\alpha$ And позволяют сделать вывод, что по крайней мере некоторые HgMn звезды показывают такие же аномалии, как и другие химически пекулярные звезды верхней части Главной последовательности.

В дальнейшем планируется провести подробный анализ спектра и построение карт распределения химических аномалий по поверхности  $\alpha$ And, что поможет в изучении Ср звезд и послужит более глубокому пониманию природы этих интересных объектов, позволит уточнить теории происхождения и эволюции химических аномалий у звезд ранних спектральных классов.

Свидетельства переменности лучевых скоростей, более короткой, чем период вращения, являются несомненно интересными, но пока весьма противоречивы. Необходимы дальнейшие систематические наблюдения для того, чтобы построить интерпретацию этого интересного явления.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность С.Ростопчину за помощь в наблюдениях и обработке материала и Н.С.Полосухиной за обсуждение полученных результатов.

Крымская астрофизическая  
обсерватория, Украина

## THE RESULTS OF MEASUREMENT OF RADIAL VELOCITIES OF $\alpha$ And. SPOTTED HgMn STAR?

V.P.MALANUSHENKO

The results of Si III  $\lambda\lambda$  6347, 6371 Å and He I  $\lambda$  6678 Å radial velocities measurements, based on the observations in 1989-1994, are considered. The variability of line contours during 96.6 - day orbital period is analysed. The evidences of discovering in a spectrum the lines of a second component corresponding to the silicon lines are shown. The preliminary estimate of the secondary component velocity is equal to 100-120 km/s. From the analyse of He I radial velocities variability during night the period of rotation  $P_{\text{rot}} = 1.4012344$  was derived. From the analysis of this line variability it is concluded that there is an inhomogeneous distribution of the He abundance on physical condition on a stellar surface. Thus the first evidence of the existence of spots on a HgMn stars surface is found.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *W.W.Campbell, H.D.Curtis*, Bulletin Lowell Obs., 3, 13, 1905.
2. *G.G.L.Aikman*, Publ.DAO, 14, 379, 1976.
3. *Pan Xiaopli, M.Shac, M.M.Colavita, J.T.Armstrong, D.Mozukewich, M.Vivekanand, C.S.Denison, R.S.Simon, K.J.Johnson*, Astrophys.J., 384, 624, 1992.
4. *H.A.Abt, F.H.Chaffee, G.Suffok*, Astrophys.J., 175, 779, 1972.
5. *K.D.Rakosh, H.Jenkner, J.Wood*, Astron.Astrophys.Suppl., 43, 209, 1981.
6. *Л.С.Любимков, Н.С.Полосухина*, Изв. Крымск. астрофиз. общ., 80, 30, 1988.
7. *R.W.Tanner*, Comm. David Dunlap Obs., 16, 177, 1948.
8. *R.M.Petrie*, Publ. DAO, 8, 319, 1950.
9. *T.J.Deeming*, Astrophys.Space Sci., 36, 137, 1975.
10. *J.D.Scargl*, Astrophys.J., 263, 835, 1982.
11. *В.Ю.Теребиж*, Анализ временных рядов в астрофизике, Наука, М., 1992.
12. *K.D.Rakosh, T.M.Kamperman*, Astron.Astrophys., 55, 53, 1977.
13. *J.Zverko, J.Ziznovsky, M.Zboril, L.Hric, N.Polosukhina, V.Malanushenko, V.Bychkov, I.Iliev*, Publ.Astron.Inst.Czechoslov.Acad.Sci., No70, 71, 1987.
14. *J.Zverko, L.Hric, J.Ziznovsky*, Contr.Astron.Obs.Scalnato Plcso, 20, 143, 1990.

УДК 524.331-13

## ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Н.Д.МЕЛИКЯН, М.А.ЕРИЦЯН

Поступила 7 февраля 1996

Принята к печати 10 мая 1996

Приводятся результаты поляриметрических наблюдений 17 красных гигантов и сверхгигантов. 9 из них являются долгопериодическими переменными звездами типа Миры Кита, 5 - полуправильными переменными (SR) и 3 - медленно меняющимися переменными звездами (Lb). У 8 звезд зарегистрирована поляризация света, у 7-и из них - впервые.

1. *Введение.* В шестидесятые годы Заппала [1], Серковским [2] и Домбровским [3] было выдвинуто предположение, что собственная поляризация света звезд гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов обусловлена рассеянием света в их атмосферах или в околозвездном пространстве. Долгопериодические переменные звезды обладают протяженными оболочками и характеризуются значительной потерей масс. Так, например, для звезд типа Миры Кита скорость потери масс оценивается до  $10^{-4}$ - $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$  [4].

Поляриметрические наблюдения Варданяна [5] показали, что для большинства звезд типа Миры Кита степень собственной поляризации света принимает максимальное значение вблизи минимума блеска и, наоборот. При поляриметрических наблюдениях 16 долгопериодических переменных звезд показано, что поляризация света имеет переменный характер и ее с большей вероятностью можно ожидать в период возгорания блеска звезды [6]. Поляриметрические наблюдения показали, что по видимому степень собственной поляризации света коррелирует с фазой изменения блеска этих звезд [5,6], хотя характер этой корреляции еще подлежит дальнейшему подтверждению.

Собственная поляризация света звезд типа Миры Кита и, особенно, ее переменный характер, должны быть тесно связаны с физическими процессами, происходящими у этих звезд. Очевидно, что с характеристиками этих физических механизмов в первичном виде можно встречаться в начале возгорания блеска. В максимуме и в период затухания блеска главную роль в излучении звезды уже играют вторичные эффекты. Следовательно, поляриметрические исследования мирид в минимуме и в период возгорания их блеска могут быть очень важными.

В настоящей работе приводятся результаты поляриметрических наблюдений 17 пульсирующих звезд.

2. *Наблюдения.* Поляриметрические наблюдения проводились на 2.6м и 20" АЗТ-14 телескопах Бюраканской астрофизической обсерватории осенью 1988г. Наблюдения выполнены с помощью электрофотометра, который работал в режиме усиления постоянного тока. В качестве фотоприемника был использован фотоумножитель типа ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом. Максимальная чувствительность фотокатода свстоприемника находится в интервале длин волн 4000-4400А (область спектральной чувствительности 3000-8000А). Наблюдения в основном проводились в *B, V, R* областях спектра. Только в случае звезды UW Aq1 они велись без фильтра. Методика и аппаратура поляриметрических наблюдений ранее были подробно описаны [7].

Исследованные звезды являются красными гигантами и сверхгигантами. Больше половины из них являются долгопериодическими переменными звездами типа Миры Кита, изучение которых является нашей основной задачей.

Результаты наших поляриметрических наблюдений приводятся в табл. 1, 2 и 3, где в соответствующих столбцах даны: название звезды по ОКПЗ, время наблюдений (UT), степень наблюдаемой поляризации в процентах (*P* %), в *B, V, R* областях спектра, в случае звезды UW Aq1 (см. табл. 3) - без фильтра, соответственные позиционные углы плоскости поляризации ( $0^\circ$ ), телескоп, на котором проводились поляриметрические наблюдения и число наблюдений (*n*). Ошибки измерений степени поляризации и позиционных углов плоскости поляризации в зависимости от яркости звезды разные: при наблюдениях на 2.6м телескопе  $\sigma_p=0.05-0.07\%$ ,  $\sigma_\theta=1-2^\circ$ , а на телескопе АЗТ-14 -  $\sigma_p=0.1-0.3\%$  и  $\sigma_\theta=3-5^\circ$ .

Из данных табл. 1, 2 и 3 видно, что у 8 звезд из 17 зарегистрирована поляризация света. В трех случаях поляризация света зарегистрирована только в одном цвете, в остальных цветах наблюдения не проводились. В пяти случаях рассмотрение зависимости степени поляризации от длины волны с большей вероятностью указывают на звездный характер зарегистрированной поляризации света. Зависимость степени поляризации света от длины волны для трех звезд типа Миры Кита приводится на рис. 1, а для двух звезд типа SR - на рис. 2. Из рис. 1 и 2 хорошо видно, что эта зависимость существует.

Отдельно рассмотрим результаты поляриметрических наблюдений звезд R Cas, R Peg, U Cyg, SX Her и TX Aur, для которых ранее подобные наблюдения проводились.

Поляриметрические наблюдения звезды R Cas были выполнены ранее в 1971 [8], 1991 и 1995гг [6]. В этих работах [6,8] в пределах ошибок

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ  
ЗВЕЗД ТИПА МИРЫ КИТА

Звезда (ОКПЗ)	Дата (UT) 1988	P %			$\theta^0$			Телес- коп	n
		B	V	R	B	V	R		
R Cet	14.11	-	-	0.3	-	-	-	2.6м	1
R Cas	20.11	0.7	-	0.9	28	-	29	"	2
TU Aql	13.09	2.1	1.3	1.8	119	105	110	АЗТ-14	2
RT Aql	07.10	-	-	$\leq 0.3$	-	-	-	"	1
RS Vir	15.09	-	$\leq 0.3$	-	-	-	-	"	1
TU Peg	15.09	-	2.1	1.4	-	38	62	"	2
R Peg	15.09	$\leq 0.5$	-	$\leq 0.3$	-	-	-	"	1
V Cyg	05.10	$\leq 0.2$	0.2	-	-	-	-	"	2
U Cyg	05.10	-	-	1.4	-	-	52	"	2

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ  
НАБЛЮДЕНИЙ ЗВЕЗД ТИПА SR

Звезда (ОКПЗ)	Дата (UT) 1988	P %			$\theta^0$			Телес- коп	n
		B	V	R	B	V	R		
RX Lac	20.11	-	-	$\leq 0.3$	-	-	-	2.6м	1
UV Aur	20.11	1.7	1.3	1.4	162	168	162	"	3
TU Tau	20.11	2.0	1.3	1.6	162	175	162	"	3
V499 Aql	13.09	-	$\leq 0.3$	0.5	-	-	-	АЗТ-14	2
SX Her	15.09	-	-	2.1	-	-	47	"	2

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ  
ЗВЕЗД ТИПА Lb

Звезда (ОКПЗ)	Дата (UT) 1988	P %			$\theta^0$			Телес- коп	n
		B	V	R	B	V	R		
TX Aur	20.11	$\leq 0.3$	-	-	-	-	-	2.6м	1
UW Aql	13.09	без фильтра		1.5	-	144	-	АЗТ-14	1
TZ Aql	13.09	$\leq 0.3$	-	$\leq 0.3$	-	-	-	"	3

измерений поляризации света у этой звезды не была зарегистрирована. В настоящих наблюдениях зарегистрированная поляризация света у нее намного превышает ошибки поляриметрических измерений. Отметим, что если ранние поляриметрические наблюдения звезды R Cas [6,8] проводились на нисходящей ветви кривой блеска, соответственно через 78, 131 и 232 дня после максимума, то настоящие наблюдения звезды выполнены в период возгорания блеска, за 58 суток до максимума.

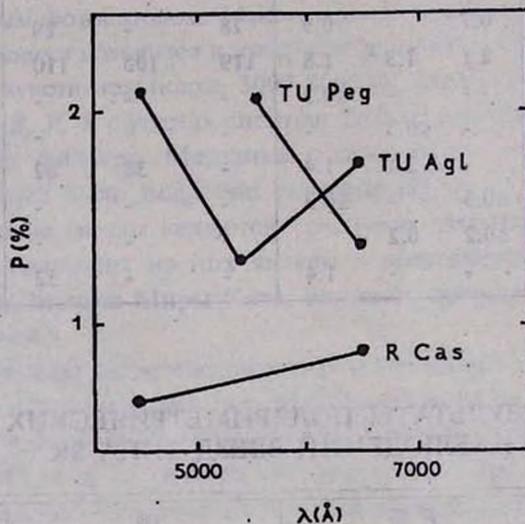


Рис. 1. Зависимость степени поляризации от длины волны для трех звезд типа Мири Кита.

Для звезды R Peg в 1968г. [8] сделаны 3 поляриметрических измерения, а в 1988 и 1995гг. — по одной. Все пять измерений выполнены вблизи максимума блеска и поляризация света у нее не зарегистрирована.

В настоящей работе у звезды U Sng поляризация света зарегистрирована в начальной фазе возгорания блеска. Поляриметрические наблюдения Варданяна для этой звезды выполнены через 70, 100 и 128 суток после максимума [8]. Поляризация света была зарегистрирована только в двух последних измерениях.

Если у звезды SX Her во время поляриметрических наблюдений Варданяна [8] поляризация света не зарегистрирована, то во время наших наблюдений поляризация света у нее превышает 2%. У звезды TX Aul в 1982г. зарегистрирована поляризация света, превышающая 2% [7], тогда как во время настоящих наблюдений степень поляризации у этой звезды ниже 0.3%

Отметим, что почти всегда поляриметрические наблюдения красных гигантов и сверхгигантов, в частности звезд типа Мири Кита, указывают

на переменный характер степени поляризации света, что является намного надежным индикатором звездного происхождения поляризации света, чем зависимость поляризации света от длины волны.

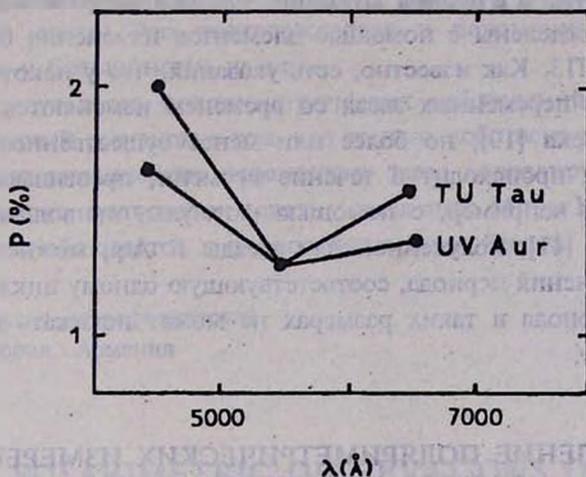


Рис. 2. Зависимость степени поляризации от длины волны для трех звезд типа SR.

**3. Обсуждение.** Ранние поляриметрические наблюдения долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита показали, что максимальная степень собственной поляризации света у этих звезд наблюдается в минимуме их блеска [5]. Анализ результатов поляриметрических наблюдений 16 долгопериодических переменных звезд показал, что собственную поляризацию света у них с большей вероятностью можно наблюдать в период возгорания блеска [6]. В частности, из указанной работы видно, что из четырех поляриметрических измерений звезды R Aql поляризация света зарегистрирована в трех случаях. Причем поляризация света у этой звезды зарегистрирована на восходящей ветви кривой блеска, а во время последнего измерения, выполненного через 20 суток после максимума, поляризация света находится в пределах ошибок поляриметрических измерений. Точно такой же результат получается и для звезды R Cas. Поляриметрические наблюдения этой звезды показывают, что поляризация света в период затухания блеска отсутствует [6,8], тогда как при возгорании блеска степень поляризации достигает 1% (см. табл. 1).

Вместе с уже опубликованными данными [6] у нас имеются 43 поляриметрических измерения для 24 долгопериодических переменных звезд. Если использовать и результаты поляриметрических наблюдений других авторов [7, 8], выполненных в Бюраканской обсерватории, то для этих звезд будем иметь 54 поляриметрических измерения. Для них рассмотрим распределение поляриметрических измерений в зависимости от фазы изменения блеска. В табл. 4 приводится распределение 54 поляриметрических измерений по фазам изменения блеска.

Из данных табл. 4 видно, что из 17 поляриметрических измерений, сделанных вблизи минимума и в период возгорания блеска, 13 раз зарегистрирована поляризация света, а из 37 измерений, выполненных вблизи максимума и в период затухания - только два раза. Фазы для всех звезд нами определены с помощью элементов изменения блеска, приводимых в ОКПЗ. Как известно, есть указания, что у некоторых долгопериодических переменных звезд со временем изменяются и периоды изменения блеска [10], но более или менее существенное изменение периода у них происходит в течение времени, превышающего сотни периодов. Так, например, с помощью формулы, приводимой в статье Германа и др. [11], полученной для звезды R Aql, можно определить величину изменения периода, соответствующую одному циклу:  $\Delta P=0^{\circ}.26$ . Изменение периода в таких размерах не может исказить полученный выше результат.

Таблица 4

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ПО ФАЗАМ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА

	Вблизи минимума и в период возгорания	Вблизи максимума и в период затухания
Общее число поляриметрических измерений	17	37
Число измерений, когда зарегистрирована поляризация	13	2

Таким образом настоящие наблюдения подтверждают ранее полученный результат о том, что поляризацию света у долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита с большей вероятностью можно зарегистрировать в период возгорания блеска этих звезд. Следовательно, можно уверенно сказать, что степень поляризации света коррелирует с фазой изменения блеска. Конечно, на основе наших наблюдений в настоящее время трудно сказать, в какой фазе возгорания блеска регистрируется поляризация света и как она изменяется с изменением блеска звезды. На эти вопросы могут ответить детальные поляриметрические и фотометрические наблюдения отдельных долгопериодических переменных звезд.

4. *Заключение.* Настоящие поляриметрические наблюдения долгопериодических переменных звезд типа Миры Кита, SR и Lb приводят к следующим результатам. У 8 пульсирующих переменных звезд зарегист-

рирована поляризация света. Отметим, что у 7 из них поляризация света зарегистрирована впервые. Только у звезды TX Aul поляризация света была известна [8]. У пяти звезд из них зависимость степени поляризации от длины волны указывает на звездный характер зарегистрированной поляризации света. Это подтверждается и переменностью степени поляризации у большинства из них.

Анализ результатов поляриметрических наблюдений подтверждает ранее полученный результат о том, что степень собственной поляризации света у долгопериодических переменных звезд коррелирует с фазой их изменения блеска: поляризация света у звезд типа Миры Кита с большей вероятностью наблюдается в период возгорания блеска.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

## POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF PULSATING VARIABLE STARS

N.D.MELIKIAN, M.H.ERITSIAN

The results of polarimetric observations for 17 red giants and supergiants are presented. 9 of them are Mira Ceti type long - period variables, 5 - semiregular (SR) and 3 - slowly varying irregular (Lb). For 8 stars the light polarization is detected, for 7 of them for the first time.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Zappala*, *Astrophys.J.*, **148**, 741, 1967.
2. *K.Serkowsk: et al.*, *Astron.J.*, **73**, 677, 1968.
3. *В.А.Домбровский*, *Астрон. цирк.*, № 498, 1969.
4. *G.R.Кларр, М.Моррис*, *Astrophys.J.*, **292**, 640, 1985.
5. *Р.А.Варданян*. *Астрофизика*, **6**, 77, 1970.
6. *Н.Д.Меликян, М.А.Ерицян, А.А.Карапетян*, *Астрофизика*, **38**, 359, 1995.
7. *М.А.Ерицян, С.Е.Нерсисян*, *Астрофизика*, **20**, 355, 1984.
8. *Р.А.Варданян*, докт. дис., Ереван, 1985.
9. *Р.А.Варданян, М.А.Ерицян*, *Сообщ. Бюракан. обс.*, **61**, 87, 1989.
10. *H.Huth*, *Mitt. Veränd. Sterne*, **2**, 186, 1965.
11. *J.Herman, H.J.Habing*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Scr.*, **59**, 523, 1985.

УДК: 524.354.4-77

## НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ ПОДХОД К ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЮ

Л.В.МИРЗОЯН, А.А.АКОПЯН

Поступила 11 июня 1996

Наблюдательный подход к ранним стадиям эволюции звезд применен к некоторым вопросам, связанным с образованием и распадом звездных ассоциаций, с происхождением ОВ-звезд поля и с формированием маломассивных звезд в ОВ-ассоциациях. ОВ-звезды поля, выброшенные из материнских ассоциаций, в среднем более старые, чем находящиеся в ассоциациях звезды. Оценена средняя продолжительность активного звездообразования ОВ-звезд в ассоциациях. Высказано предположение о том, что в условиях ОВ-ассоциаций маломассивные звезды могут образоваться из дозвездных тел высокой плотности.

1. *Введение.* Изучение рождения и эволюции звезд одно из наиболее сложных проблем. Обычно эту проблему изучают, предполагая, что рождение звезд обусловлено сжатием диффузной материи: газа и пыли. При этом используется механизм сжатия, предложенный Кантом и Лапласом для образования Солнечной системы и критерий гравитационной неустойчивости Джинса.

Подавляющее большинство исследований этого направления умозрительные и не могут быть сопоставлены с наблюдениями непосредственно. Это означает, что полученные результаты не являются однозначными и зависят от первоначального предположения. Только сравнительно недавно некоторыми астрономами, занимающимися проблемой эволюции звезд, были приняты попытки создания теории, не противоречащей комплексу основных наблюдательных данных, относящихся к областям звездообразования. В качестве первопричины всплеска звездообразования и последующих процессов рассматриваются внешние воздействия на диффузные, молекулярные облака - давление фронта ионизации горячих гигантских и сверхгигантских звезд, вспышки сверхновых, спиральные волны плотности, столкновения молекулярных облаков и т.д.

Однако, несмотря на общепризнанность этих направлений среди сторонников конденсационной гипотезы, они не претендуют на такую же общность при объяснении наблюдаемой картины звездообразования. В лучшем случае удастся не совсем убедительно объяснить лишь отдельные детали общего процесса или отдельные частные случаи.

Между тем, уже более 50 лет существует *наблюдательный (нетрадиционный) подход к ранним стадиям эволюции звезд*, который впервые

успешно был применен для изучения процессов в тех областях Галактики, где идут бурные процессы звездообразования. Этот подход окончательно утвердился, когда, благодаря исследованиям Амбарцумяна [1], стало очевидным, что наша звездная система - Галактика состоит из звезд и звездных подсистем различных возрастов.

В 1947г. были открыты звездные системы нового типа - звездные ассоциации, продолжительность жизни которых не может превышать  $10^7$  лет [1]. Изучение звездных ассоциаций позволило исследовать проблему рождения и эволюции звезд на основе изучения весьма молодых и, естественно, очень неустойчивых звезд и звездных систем, что оказалось весьма успешным для понимания проблемы. В настоящей статье рассматриваются некоторые аспекты наблюдательного подхода к проблемам звездообразования.

*2. Распад ассоциаций и появление ОВ-звезд в галактическом звездном поле.* После открытия ОВ-ассоциаций выяснилось, что они являются динамически неустойчивыми системами. Звезды ассоциаций с относительно большими скоростями удаляются от областей звездообразования. В результате ОВ-ассоциации расширяются и должны распасться за время, порядка  $10^7$  лет [2].

Первое прямое наблюдательное подтверждение расширения ОВ-ассоциации было получено Блау [3] на основе изучения собственных движений звезд ОВ-ассоциации вокруг  $\zeta$  Per (Per OB2). Затем, собственные движения звезд ОВ-ассоциаций были использованы для установления распада других ближайших ассоциаций (см., например, исследования, упомянутые в работе [4]).

Однако, собственные движения звезд ОВ-ассоциаций можно использовать для установления расширения только ближайших ассоциаций. С увеличением расстояния ассоциации точность определения собственных движений звезд ОВ-ассоциации сильно уменьшается, что приводит к ошибочным заключениям о движениях звезд.

Хуже положение в случае Т-ассоциаций. Для них расширение устанавливается косвенными методами, например, наличием в них неустойчивых систем Трапеции [5] и отсутствием скоплений, состоящих исключительно из звезд карликов.

В отличие от собственных движений, точность определения лучевых скоростей звезд мало зависит от расстояния. Этот факт лежит в основе идеи использования лучевых скоростей звезд ОВ-ассоциаций для подтверждения существования расширительных движений в ассоциациях. При этом, ввиду ограниченного числа ОВ-звезд с измеренными лучевыми скоростями и наличия нескольких ядер в отдельных ОВ-ассоциациях, необходимо было применение статистического метода "синтетической ассоциации". Сама синтетическая ассоциация представляет собой меха-

ническое наложение подсистем ОВ - звезд всех известных ассоциаций, с приведенным единым центром [6,7].

Эта идея была реализована в ряде работ одного из авторов [4,6]. Оказалось, что в синтетической ассоциации средняя пространственная скорость ОВ-звезд растет с расстоянием от центра синтетической ассоциации, что свидетельствует о расширении синтетической ассоциации.

3. *Расширение ассоциации и реакция сторонников классической теории.* Явление расширения и распада ОВ-ассоциаций привело и сторонников классической теории к необходимости скорректировать теории образования звезд, в результате чего появились работы, которые пытаются объяснить расширение и распад ассоциаций в рамках классической теории. При этом, естественно, не обходиться без привлечения дополнительных предположений и гипотез.

Эпик [8] предполагал, что причиной образования и расширения ассоциации являются взрывы сверхновых звезд в диффузной среде. В результате ассоциация должна иметь центральное ядро и расширяться одинаково во всех направлениях. Морфология звездных ассоциаций не подтверждает эти ожидания. Причем звездообразование в ассоциации продолжается в течение всей жизни каждой ассоциации.

Оорт [9] и Оорт и Спитцер [10] разработали другую концепцию образования расширения ассоциации, основываясь на гипотезе о конденсации диффузной материи в звезды. Они предполагают, что до рождения ассоциации существовала О-звезда, расположенная внутри очень массивной газовой туманности. Нагревая туманность, эта звезда вызывает расширение соседних с ней частей туманности. На границе внутренних нагретых и внешних холодных слоев туманности наблюдаются области сжатого газа, которые вследствие гравитационной неустойчивости Джинса преобразуются в звезды. Помимо того, что гипотеза Оорта - Спитцера исходит из факта уже готовых О-звезд, оставляя открытым вопрос о рождении этих "родоначальников" формирующихся вокруг О-звезд систем, она противоречит наблюдениям (крайне молодые звезды, составляющие Трапедии, большие скорости звезд, скопления молодых звезд меньших размеров и т. д.) [11]. Кроме того, как показал Менон [12], расширение туманности и разбегание молодых звезд, с энергетической точки зрения, невозможно объяснить воздействием О-звезды.

Цвикки [13] предполагал, что неустойчивость системы ОВ-звезд может быть вызвана выметанием диффузного вещества ассоциации в межзвездную среду, вследствие радиационного излучения ОВ-звезд.

Эти идеи, высказанные в 50-х годах, в разных вариациях, иногда в комбинированном виде, встречаются во многих современных теориях.

Например, согласно Дуерру и др. [14], расширение ассоциации является следствием малой эффективности образования звезд из

диффузного, молекулярного вещества. Образование ОВ - звезд приводит к тому, что в результате давления излучения и звездного ветра, подавляющая масса молекулярного вещества сравнительно быстро выметается в межзвездное пространство, что в свою очередь приводит к неустойчивости оголившейся системы ОВ-звезд и к ее расширению.

Общим для этих теорий является предположение о существовании в теле будущей ассоциации облака диффузного вещества, из которой с течением времени образуется система ОВ-звезд. Однако наблюдательные данные никак не подтверждают данное предположение.

Наоборот, в настоящее время происходит обогащение и прирост молекулярных облаков за счет мощных молекулярных истечений из дозвездных объектов. Амбарцумян [15] приводит ряд других веских аргументов в пользу гипотезы совместного образования звезд и молекулярных облаков, и считает, что молекулярное облако образуется внутри звездной ассоциации.

Серьезным затруднением для классических теорий является открытие Блау и Морганом [16] быстролетящих ОВ-звезд, которые удаляются от материнской ассоциации со скоростью порядка 100 км/с. Между тем, по оценке Амбарцумяна [17], в рамках данных теорий, максимальная скорость расширения, которую можно ожидать, едва ли превышает 30 км/с.

Между тем, согласно исследованиям Круз-Гонзалес и др. [18], Гиса [19] и Гармани [20], около 30% ОВ-звезд наблюдаются в общем звездном поле, вследствие их больших скоростей. Они выброшены из материнских ассоциаций со скоростями порядка 30 км/с и больше.

Например, в работе Гиса и Болтона [21] анализ кинематических возрастов 36 ярких быстролетящих ОВ-звезд показывает, что все они были выброшены из ОВ-ассоциаций.

Такой высокий процент ОВ - звезд поля с большой вероятностью исключает случайный механизм приобретения высоких скоростей и указывает на закономерность данного процесса.

Для объяснения явления быстролетящих звезд и звезд поля сторонникам классической теории приходится привлекать другие механизмы.

Например, согласно Блау [22], быстролетящие звезды появляются в результате взрыва сверхновой в двойной звезде. Основная идея Блау была развита рядом других авторов [23]. Другие же считают, что процесс приобретения высоких скоростей может быть результатом тесного динамического взаимодействия звезд [21,24,25]. О серьезных проблемах этой теории можно судить по полемике между сторонниками этих теорий (см. например [23,24]). Мы, со своей стороны, отметим общий, на наш взгляд, концептуальный недостаток обеих теорий, выражающийся в том, что феномен быстролетящих звезд и звезд поля искусственно отделяется от общего процесса рождения и расширения ассоциации.

4. Звезды *OB*-ассоциаций и галактического звездного поля.

Некоторую ясность на природу звезд поля вносит изучение распределений звезд поля и ассоциаций по спектральным типам.

Согласно Гису [19], который использовал данные около 200 звезд спектрального класса *O*, эти распределения одинаковы.

Однако на основе более значительного материала (1650 звезд спектральных классов *O-B2*) Гармани [20] утверждает, что распределение звезд поля и ассоциаций по спектральным типам отличаются. Так, если среди звезд спектрального класса *O* звезды поля составляют 25% (50 звезд из 200), то среди звезд спектрального класса *B* звезды поля составляют 44% [20].

Данный факт можно объяснить, считая, что звезды поля являются в среднем более старыми, чем звезды ассоциаций и образование звезд в ядрах ассоциаций не единовременный, а продолжительный процесс, в течение которого среди первого поколения *OB*-звезд происходит уменьшение относительного числа *O*-звезд по сравнению с *B*-звездами, из-за сравнительно меньшей продолжительности стадии *O*-звезды.

В пользу нашего первого предположения, возможно, говорит тот факт, что среднее время полета *O*-звезд, определенное как

$$t = \frac{z}{V_z},$$

где  $z$  - расстояние звезды от галактической плоскости,  $V_z$  - составляющая пространственной скорости по  $z$ , больше для звезд поля, чем для звезд ассоциаций [19].

Учитывая, что *OB* звезды рождаются в плоскости Галактики, нетрудно понять, что определенное таким образом время полета эквивалентно, в какой-то мере, возрасту звезды.

Аналогичный вывод следует из результатов работы Круз-Гонзалес и др. [18]. Данные, приведенные в их работе [18], показывают, что отношение  $z/\bar{V}_{pr}$ , где  $z$  - среднее расстояние звезд от галактической плоскости, а  $\bar{V}_{pr}$  - средняя абсолютная пекулярная лучевая скорость звезд, для *O*-звезд, не связанных с *НП*-областями, в 1.3 раза больше соответствующего отношения для *O*-звезд, связанных с *НП*-областями. Поскольку *НП*-области связаны в основном с ассоциациями, то легко заметить, что *O*-звезды, не связанные с *НП*-областями, являются в основном звездами поля, из чего следует, что кинематический возраст этих звезд в среднем больше кинематического возраста *O*-звезд ассоциаций. Дальнейшее изучение этого вопроса представляет несомненный интерес.

5. *O* продолжительности активного процесса звездообразования. Для обоснования нашего второго предположения оценим

продолжительность процесса активного звездообразования в ОВ-ассоциациях. Для оценки продолжительности процесса звездообразования в ОВ-ассоциациях воспользуемся методом, предложенным ранее одним из авторов для оценки продолжительности стадии ОВ-звезды [26].

Средняя продолжительность стадии ОВ-звезды разных спектральных подклассов была определена, предполагая, что число этих звезд с удалением от области звездообразования постепенно убывает вследствие того, что звезды, старея, выходят из данных спектральных классов. Для большей точности был использован статистический метод "синтетической ассоциации" [6].

Оказалось, что наблюдаемое распределение ОВ-звезд вокруг ядра синтетической ассоциации можно с достаточной точностью представить монотонно убывающей функцией расстояния звезд до ядра синтетической ассоциации. Это дало серьезное основание допустить, что интенсивность образования ОВ-звезд в ОВ-ассоциациях была почти постоянной, по крайней мере, за последние десятки миллионов лет [26].

При постоянной интенсивности звездообразования, учитывая почти радиальное расширение звезд ассоциации, плотность потока звезд из центра синтетической ассоциации пропорциональна  $r^{-2}$ :

$$d(r) \sim r^{-2}. \quad (1)$$

При рассмотрении только ОВ-звезд - характерного населения ОВ-ассоциаций, закон изменения плотности этих звезд будет отличаться от выражения (1).

Это обусловлено процессом старения звезд - выхода из данного спектрального подкласса, по мере удаления от центра системы. При учете этого явления плотность потока ОВ-звезд определяется выражением:

$$d(r) = r^{-2} \cdot F(r),$$

где  $F(r)$  представляет собой функцию изменения потока определенного подкласса ОВ-звезд с расстоянием от центра синтетической ассоциации из-за старения.

6. *Функция старения -  $F(r)$* . Звезды, удаляясь от центра ассоциации, стареют. Наблюдаемая функция  $F(r)$  фактически характеризует скорость старения и может служить основой для оценки темпов развития и средней продолжительности стадии ОВ-звезд различных спектральных подклассов.

Наблюдательные данные о пространственном распределении ОВ-звезд вокруг центра синтетической ассоциации позволяют представить функцию старения звезд -  $F(r)$  в виде [26]:

$$F(r) = Ce^{-\alpha(r-r_0)},$$

где  $C$  и  $a$  постоянные,  $\tau$  - время, истекшее с момента возникновения и вылета ОВ-звезд из ядра ассоциации, а  $\tau_0$  - начальный момент.

Из данного представления функции старения вытекает, что период "полустарения" -  $T$  для звезд спектральных подклассов ОВ равен [26]:

$$T = \alpha^{-1}.$$

Средняя продолжительность стадии ОВ-звезды не может сильно отличаться от периода их полустарения. Следовательно, ее можно оценить с помощью функции старения.

В работе [27] таким способом были оценены средние продолжительности стадий ОВ-звезд на основе наблюдаемых функций старения. Полученные оценки средних продолжительностей стадий ОВ-звезд (табл. 1) не противоречат максимальным возрастам звезд этих спектральных классов, вычисленным при предположении, что излучение звезды обусловлено термоядерными реакциями: горением водорода в недрах звезды (см., например, работу Унзоляда [28]).

Таблица 1

СРЕДНИЕ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ СТАДИЙ ОВ-ЗВЕЗД,  
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ  
СИНТЕТИЧЕСКОЙ АССОЦИАЦИИ

Спектр	Средняя продолжительность ( $\alpha^{-1} \cdot 10^6$ лет)
O5-B0	16
B0.5-B1	16
B1.5-B4	82
B2.5-B5	236

Наблюдаемая картина старения ОВ-звезд различных спектральных подклассов свидетельствует о большой дисперсии в физических характеристиках звезд, обусловленной дисперсией в начальных условиях их формирования. Иначе говоря, различия в массах, светимостях и других характеристиках звезд, рождающихся в ОВ-ассоциациях, приводят к сглаживанию кривой старения, вследствие чего она удовлетворительно представляется экспоненциальной функцией, характерной для статистических процессов [26].

Экспоненциальный характер функции старения подсказывает, что представленную в работах [26,27] картину звездообразования, при постоянной ее интенсивности, можно описать следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{d N_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) + C_0, \quad (2)$$

где  $N_1(t)$  - число ОВ-звезд данного спектрального подкласса,  $\lambda_1^{-1}$  - средняя продолжительность пребывания звезд в стадии соответствующей данному спектральному подклассу, а  $C_0$  - постоянная, характеризующая скорость звездообразования.

Решение уравнения (2) имеет вид:

$$N_1(t) = \frac{C_0}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}).$$

Число звезд -  $n(\tau)$ , имеющих возраст  $\tau$  в момент времени  $t$ , естественно, равно:

$$n(\tau) = N_1(t) \varphi(\tau, t) d\tau, \quad (3)$$

где  $\varphi(\tau, t)$  - функция распределения возрастов ОВ-звезд в момент времени  $t$ .

С другой стороны, это число равно числу ОВ-звезд, рожденных в интервале времени  $(t - \tau + d\tau) - (t - \tau)$  и не покинувших за время  $\tau$  стадию ОВ-звезды данного спектрального подкласса:

$$n(\tau) = C_0 e^{-\lambda_1 \tau} d\tau. \quad (4)$$

Приравнивая (3) и (4) для функции распределения возрастов ОВ-звезд, получим:

$$\varphi(\tau, t) = \frac{C_0 e^{-\lambda_1 \tau}}{N_1(t)}. \quad (5)$$

Полученная функция распределения возрастов и функция старения с точностью до постоянной - идентичны. Дело в том, что при выводе функции старения принималось, что расстояние ОВ-звезд от центра синтетической ассоциации пропорционально возрасту этих звезд (как следствие почти радиального расширения ассоциации).

Поэтому имеем:

$$\varphi(\tau, t) \sim F(r). \quad (6)$$

Из (6) следует равенство коэффициентов при показателях экспонент:  $\lambda_1 = \alpha$ , что показывает, что  $\alpha^{-1}$  действительно является средней продолжительностью стадии ОВ-звезды данного спектрального подкласса, при постоянной скорости звездообразования.

*7. О протозвездной стадии развития звезд ОВ-ассоциации.*  
Применяя наблюдательный подход и полученные в работах [26,27] результаты, можно аналогичным образом получить искомую оценку средней продолжительности процесса активного звездообразования при следующих предположениях:

- в ядрах будущей ОВ-ассоциации существует система протозвездных объектов, которая со временем преобразуется в систему ОВ-звезд;
- число объектов, переходящих из протозвездной стадии в стадию ОВ-звезд, пропорционально количеству протозвездных объектов в данный момент времени.

Основанием для такого допущения может служить то, что аналогичная пропорциональность, как показано выше, имеет место в случае переходов самих ОВ-звезд в последующую стадию развития.

При сделанных правдоподобных предположениях, вместо уравнения (2), темпы звездообразования можно описать системой из двух уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_0(t)}{dt} &= -\lambda_0 N_0(t), \\ \frac{dN_1(t)}{dt} &= -\lambda_1 N_1(t) + \lambda_0 N_0(t), \end{aligned} \quad (7)$$

с начальными условиями:  $N_0(0) = C$ ,  $N_1(0) = 0$ , где  $N_0(t)$  - число протозвездных объектов в момент времени  $t$ , а  $\lambda_0^{-1}$  - средняя продолжительность протозвездной стадии.

Первое из уравнений системы (7) представляет закон изменения числа протозвездных объектов, вытекающий из нашего предположения о пропорциональности числа переходов протозвезд в стадию ОВ-звезды числу существующих на данный момент протозвезд.

Второе уравнение системы (7) показывает, что скорость изменения числа ОВ-звезд данных спектральных подклассов равна числу протозвездных объектов, переходящих за единицу времени в стадию ОВ-звезды минус число тех ОВ-звезд, которые за то же время покинули стадию ОВ-звезды.

Начальные условия соответствуют предположению о том, что в начальный момент будущая ОВ-ассоциация состояла только из протозвездных объектов.

Решение системы (7) можно получить с помощью известных методов дифференциальных уравнений. Оно имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} N_0(t) &= Ce^{-\lambda_0 t}, \\ N_1(t) &= C \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_0} (e^{-\lambda_0 t} - e^{-\lambda_1 t}). \end{aligned} \quad (8)$$

Как и выше, число  $n(\tau)$  ОВ-звезд, имеющих возраст  $\tau$ , равно:

$$n(\tau) = N_1(t) \varphi(\tau, t) d\tau. \quad (9)$$

С другой стороны,  $n(\tau)$  равно числу ОВ-звезд, рожденных в интервале времени  $(t - \tau + d\tau) - (t - \tau)$  и не покинувших за время  $\tau$  стадию ОВ-

звезды:

$$n(\tau) = \lambda_0 N_0(t-\tau) e^{-\lambda_1 \tau} d\tau. \quad (10)$$

Приравнивая (9) и (10), получим функцию распределения возрастов ОВ-звезд в случае, когда темпы звездообразования описываются системой уравнений (7):

$$\varphi(\tau, t) = \frac{\lambda_0 N_0(t-\tau) e^{-\lambda_1 \tau}}{N_1(t)}. \quad (11)$$

Подставляя из (8) соответствующие выражения для  $N_0(t-\tau)$ ,  $N_1(t)$  в (11) окончательно получим:

$$\varphi(\tau, t) = \frac{\lambda_0 - \lambda_1}{e^{(\lambda_0 - \lambda_1)t} - 1} \cdot e^{(\lambda_0 - \lambda_1)\tau}. \quad (12)$$

Из сравнения  $\varphi(\tau, t)$  с функцией старения следует, что в данном случае величина  $\alpha$  имеет несколько другой смысл и равна:

$$\alpha = \lambda_1 - \lambda_0, \quad (13)$$

где  $\lambda_0^{-1}$  и  $\lambda_1^{-1}$  - средние продолжительности стадий протозвезды и ОВ-звезды, соответственно.

Поскольку по своему физическому смыслу величины, входящие в выражение (13) положительны, то имеем неравенства:

$$\lambda_1 > \alpha, \quad \lambda_1 > \lambda_0.$$

Неравенство  $\lambda_1 > \alpha$  означает, что средняя продолжительность стадии ОВ-звезды данного спектрального подкласса -  $\lambda_1^{-1}$  меньше соответствующих значений  $\alpha^{-1}$ , приведенных в табл. 1, т.е. полученные в работе [27] оценки средних продолжительностей являются верхними оценками. Напомним, что к такому же выводу приводит и сравнение полученных в [27] оценок с максимальными возрастными звезд, вычисленными при предположении о том, что излучение звезды обусловлено термоядерными реакциями.

Неравенство  $\lambda_1 > \lambda_0$  представляется более важным с точки зрения теории формирования звезд. Оно эквивалентно неравенству  $\lambda_0^{-1} > \lambda_1^{-1}$ , которое означает, что средняя продолжительность протозвездной стадии для ОВ-звезд больше средней продолжительности самой стадии ОВ-звезды, которая порядка  $10^7$  лет. Однако она не может быть существенно больше  $10^7$  лет, поскольку в этом случае темпы рождения ОВ-звезд были бы намного меньше темпов их вымирания, и ОВ-ассоциаций не существовали бы.

Утверждение о том, что продолжительность протозвездной стадии для ОВ - звезд порядка  $10^7$  лет, равносильно тому, что процесс активного

звездообразования тоже порядка  $10^7$  лет.

Естественно, что за это время первые сформировавшиеся О-звезды успевают выйти также из стадии О-звезды, вследствие чего уменьшается процент О-звезд среди звезд поля.

#### 8. Формирование маломассивных звезд в ОВ-ассоциациях.

По характерному составу звездного населения четко выделяются два основных типа звездных ассоциаций - ОВ-ассоциации и Т-ассоциации. Если ближайшие ОВ-ассоциации, где звезды типа Т Тельца еще доступны наблюдениям, содержат множество звезд типа Т Тельца и других маломассивных звездных объектов, то существует значительное количество Т-ассоциаций, не содержащих молодых гигантских и сверхгигантских звезд спектральных классов ОВ.

Казалось, что с точки зрения теории образования звезд из диффузного вещества, скорее всего должно было быть наоборот: следовало ожидать существование чистых ОВ-ассоциаций. Дело в том, что, во-первых, время сжатия (формирования) массивных звезд, согласно теории, более чем на порядок меньше времени сжатия маломассивных звезд, во-вторых, образование одной или нескольких ОВ-звезд приводит к физическим условиям, в которых формирование маломассивных звезд из диффузного вещества становится невозможным (из-за разрушающего воздействия давления излучения, звездного ветра, фронта ионизации и т.д. на диффузное вещество).

Во избежание этой трудности сторонникам теории приходится допустить, что образование маломассивных и массивных звезд происходит поэтапно: сначала формируется система маломассивных звезд, а потом - система массивных ОВ-звезд.

Идея о том, что подсистема из маломассивных звезд формируется раньше системы массивных звезд была впервые высказана Хербигом [29] для объяснения наблюдаемых несоответствий временных шкал развития маломассивных и массивных звезд. Например, для скопления Плеяды, согласно Хербигу [29], образование маломассивных звезд началось  $2 \cdot 10^4$  лет назад, а образование массивных звезд -  $6 \cdot 10^7$  лет назад.

В рамках теории образования звезд из диффузного вещества и данного предположения Хербига неизбежно следует, что образование маломассивных и массивных звезд происходит в разных физических условиях и разными механизмами. Эти идеи в дальнейшем и по настоящее время развивались многими авторами. Правда, временные шкалы образования маломассивных и массивных звезд серьезно отличаются от тех, которые предполагал Хербиг [29].

Например, Лада [30] предполагает, что сначала за время порядка  $10^6$  лет по всему объему будущей ассоциации возникают маломассивные

звезды, после чего за время порядка  $10^7$  лет, в результате действия механизма последовательного образования подгрупп ОВ-звезд [31], из диффузного вещества образуется ОВ-ассоциация.

Данный механизм [31] объясняет существование в ОВ-ассоциации отдельных подгрупп ОВ-звезд разных возрастов. В качестве примера часто приводится ассоциация Ориона, где согласно Блау [22] наблюдаются четыре подгруппы ОВ-звезд разных возрастов ( $12 \cdot 10^4$ ,  $8 \cdot 10^4$ ,  $6 \cdot 10^4$ ,  $2 \cdot 10^4$  лет), расположенные, соответственно, по направлению северо-восток - юго-запад.

Однако согласно картине, представленной в работе Лады [30], не следовало ожидать существенного градиента звезд типа Т Тельца по тому же направлению. На самом деле вдоль направления северо-восток - юго-запад количество звезд типа Т Тельца, входящих в состав Т-ассоциаций (Orі T1 - Orі T3 - Orі T2), возрастает на один порядок, составляя, соответственно, 40, 90, 400 звезд, т.е. в более молодых областях формирования звезд ассоциации Ориона число звезд типа Т Тельца больше. Это скорее всего говорит о том, что процессы формирования ОВ-звезд и звезд типа Т Тельца в ОВ-ассоциациях более тесно связаны во времени и в пространстве, чем предполагает Лада [30].

Все же главной трудностью поэтапного образования маломассивных и массивных звезд являются опять-таки наблюдательные данные, свидетельствующие о том, что в настоящее время в ОВ-ассоциациях не только в большом количестве существуют молодые маломассивные звезды, но и продолжается процесс их образования.

На наш взгляд, наличие процесса образования маломассивных звезд в ассоциациях, при существовании уже сформировавшихся ОВ-звезд, с неизбежностью приводит к выводу о том, что маломассивные звезды (и не только) образуются из дозвездных тел высокой плотности, которые пренебрежимо мало подвержены разрушающему влиянию радиационного давления, звездного ветра, фронта ионизации ОВ-звезд и т. д.

**9. Заключение.** Наблюдательный подход к ранним стадиям эволюции звезд, берущий начало с работ Амбарцумяна [1,2], является, на наш взгляд, наиболее мощным оружием в руках исследователя на настоящем этапе развития астрофизики.

В данной работе, основанной на этом подходе, обсуждены некоторые проблемы, связанные с образованием и распадом ОВ - ассоциаций, формированием в них маломассивных звезд.

На основе наблюдательных данных высказано предположение, что ОВ-звезды поля, выброшенные из материнских ассоциаций, в среднем более старые, чем ОВ-звезды самих ассоциаций.

Оценена средняя продолжительность ( $10^7$  лет) активного звездообразования в ассоциациях.

Рассмотрение вопроса о формировании маломассивных звезд в OB - ассоциациях привело к выводу о том, что они могут образоваться из дозвездных тел высокой плотности.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

## OBSERVATIONAL APPROACH TO STAR FORMATION

L.V.MIRZOYAN, A.A.AKOPIAN

Observational approach to the early stages of stellar evolution was applied to some problems of formation and expansion of the stellar associations, origin of the OB - stars in galactic stellar field and low mass stars formation in OB associations. The OB - stars of field, which were ejected from the maternal associations, are older than OB - stars in the associations. Mean duration of the active star formation in OB - associations was estimated. It is suggested, that in the conditions of OB - associations low mass stars can be formed from the dense protostellar objects.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, АН Арм.ССР, Ереван, 1947.
2. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. Ж., 26, 3, 1949.
3. *А.Блааув*, Bull. Astron. Inst. Netherland, 11, 405, 1952
4. *Л.В.Мирзоян*, IAU Transactions, vol. 12B, ed. J.-C. Pecker, Academic Press, London - New York, 1966, p.419.
5. *Л.В.Мирзоян, Г.Н.Салуквадзе*, Astrophys. Sp. Sci. 110, №1, 1985.
6. *Л.В.Мирзоян*, Сообщ. Бюраканской обс., 33, 41, 1963.
7. *Л.В.Мирзоян*, Ранние стадии эволюции звезд, АН Арм.ССР, Ереван, 1991.
8. *Е.И.Опик*, Irish. Astron.J., 2, 219, 1953.
9. *Ж.Н.Оорт*, Bull. Astron Inst. Netherland. 12, 177, 1952.
10. *Ж.Н.Оорт, Л. Спитцер*, Astrophys. J., 121, 6, 1955.
11. *В.А.Амбарцумян*, в сб.: "Космическая газодинамика", ИЛ, 1960, с. 65.
12. *Т.Менон*, в сб.: "Космическая газодинамика", ИЛ, 1960, с.273.
13. *Ф.Звicky*, Publ. Astron. Soc. Pacific, 65, 205, 1953.
14. *Р.Дуерр, С.Л.Имхофф, С.Дж.Ладэ*, Astrophys. J., 261, 135, 1982.
15. *В.А.Амбарцумян*, Compendium in Astronomy, eds. E.G.Mariopoulos et al., D.Reidel, Dordrecht - Boston - London, 1982, p.211.

16. *A.Blaauw, W.Morgan*, *Astrophys.J.*, 119, 625, 1954.
17. *V.A.Ambartsumian*, *Observatory*, 75, 72, 1955.
18. *C.Cruz-Gonzalez, E.Raccillas-Cruz, R.Costero, M.Peimbert, S.Torres-Peimbert*, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, 1, 211, 1974.
19. *D.R.Gies*, *Astrophys. J. Suppl.*, 64, 545, 1987.
20. *C.D.Garmany*, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 106, 25, 1994.
21. *D.R.Gies, C.T.Bolton*, *Astrophys. J. Suppl.*, 61, 419, 1986.
22. *A.Blaauw*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 2, 213, 1964.
23. *R.C.Stone*, *Astron. J.*, 102, 333, 1991.
24. *T.van Albada*, *Bull. Astron. Inst. Netherland*, 20, 57, 1968.
25. *P.J.T.Leonard, M.J.Duncan*, *Astron. J.*, 96, 222, 1988
26. *Л.В.Мирзоян*, *Астрофизика*, 1, 109, 1965.
27. *Л.В.Мирзоян, Э.С.Казарян, О.С.Чавушян*, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 41, 69, 1969.
28. *A.Unsöld*, *Z. Astrophys.*, 24, 278, 1948.
29. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, 135, 736, 1962.
30. *C.J.Lada*, *Prep. Steward Obs.*, №647, 1986.
31. *B.G.Elmegeen, C.J.Lada*, *Astrophys. J.*, 214, 725, 1977.

УДК: 524.388

## ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ КОМПОНЕНТОВ КРАТНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ

Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ, Г.Н.САЛУКВАДЗЕ

Поступила 31 мая 1996

Принята к печати 12 июня 1996

Приводятся результаты электрофотометрических наблюдений 19 компонентов шести-кратных звездных систем типа Трапеции с главными звездами спектрального класса М. Определены спектральные интервалы по Стремгрену. Из 19 компонентов 18 принадлежат к интервалу 3 ("Поздняя группа").

1. *Введение.* В статьях [1,2] были приведены результаты наблюдений кратных звездных систем типа Трапеции с главными звездами спектральных классов О-В2.

Как известно, четырехцветная  $uvby$  фотометрическая система Стремгрена была разработана для звезд спектрального класса G и ранних классов. Безусловно, очень интересно распространение упомянутой фотометрической системы на звезды поздних классов K и M. Такая работа была проведена С.Олсоном [3] с целью сопоставления наблюдаемых и теоретических данных

В настоящей статье приводятся результаты наблюдений в шести-цветной фотометрической системе Стремгрена-Крауфорда шестикратных звездных систем типа Трапеции с главными звездами спектрального класса M с целью установления фотометрических спектральных классов.

2. *Наблюдения.* В Абастуманском каталоге трапеций [4] всего семь трапеций спектральных классов M. Из них одну трапецию N131 невозможно наблюдать в Абастумани из-за большого отрицательного склонения ( $\delta > -25^\circ$ ). Таким образом, были наблюдаемы следующие трапеции: N16, 26, 39, 202, 360 и 397.

Наблюдения пяти трапеций: N16, 26, 39, 360 и 397 были выполнены в течение шести ночей в октябре 1984г., а наблюдения трапеции N202 - в течение четырех ночей в марте - апреле 1986г. Всего было выполнено 57 циклов наблюдений, т.е. каждая система в среднем была наблюдаема почти 10 раз.

Наблюдения велись на 125-см зеркальном телескопе с помощью одноканального фотометра по методике, описанной в статье [1].

Результаты наблюдений приведены в табл. 1.

3. *Разделение компонентов трапеций по спектральным группам.* В табл. 1 приведены наблюдаемые фотометрические индексы

Таблица 1

№ АБАО	Комп.	$v$ $\sigma(0.001)$	$n$	$b-y$ $\sigma(0.001)$	$n$	$m_1$ $\sigma(0.001)$	$n$	$c_1$ $\sigma(0.001)$	$n$	$\beta$ $\sigma(0.001)$	$n$
16	А	8.56	10	1.428	10	0.546	10	0.432	10	2.443	10
		12		5		9		9		5	
	В	9.10	10	0.215	10	-0.012	10	0.179	10	2.600	10
26	С	13		4		8		3		6	
		17		4		4		7		7	
	А	10.1	8	0.772	8	0.594	8	0.398	8	2.546	8
39	В	10.5	9	0.225	9	0.145	9	0.771	9	2.755	9
		8		8		8		9		6	
	С	12.2	9	0.427	9	0.193	8	0.448	9	2.615	9
202	А	6		6		9		10		13	
		9		13		23		19		13	
	В	7.38	7	1.342	7	0.374	7	0.708	7	2.431	7
360	С	11		12		17		14		7	
		12		4		3		10		11	
	В	10.57	7	0.248	6	0.121	6	1.115	7	2.818	6
397	С	6		6		8		15		9	
		9		13		23		19		13	
	А	11.26	7	0.368	7	0.180	7	0.361	7	3.084	7
397	В	12.13	7	0.856	7	0.344	7	0.520	7	2.557	7
		1		14		19		18		18	
	А	7.4	11	1.054	11	0.712	10	0.413	10	2.468	10
397	С	2		6		12		16		8	
		1		14		19		18		18	
	В	12.2	10	0.437	10	0.245	10	0.275	9	2.692	7
397	А	10.8	11	0.333	11	0.144	10	0.344	10	2.633	11
		1		11		13		11		16	
	В	5.7	7	1.108	8	-0.132	8	1.088	8	2.469	8
397	С	5		13		13		8		9	
		8		8		11		18		9	
	В	10.3	7	0.356	7	0.150	7	0.541	6	2.671	7
397	А	12.8	7	0.338	7	0.123	7	0.697	4	2.699	7
		12		18		18		13		10	
	В	8.1	9	1.063	11	0.653	11	0.516	11	2.524	11
397	С	10		9		9		15		7	
		9		9		10		11		6	
	В	11.0	9	0.371	10	0.148	9	0.437	10	2.620	10
397	А	9		10		10		11		6	
		10		8		9		14		5	
	В	9.2	10	0.886	12	0.654	12	0.474	12	2.560	12

В столбцах таблицы соответственно даны: 1 - номер по Абастуманскому каталогу; 2 - компоненты трапеций; 3-12 - результаты наблюдений  $v$ ,  $b-y$ ,  $m_1$ ,  $c_1$ ,  $\beta$  и их средние ошибки в единицах 0.001. (Данные о величинах  $v$  с точностью сотых и десятых взяты, соответственно, из каталога Бланко и др. [5] и из каталогов SAO),  $n$  - число определений.

$(b-y)$ ,  $m_1$  и  $c_1$ , где

$$m_1 = (v-b) - (b-y), \quad c_1 = (u-v) - (v-b).$$

Свободные от поглощения индексы были вычислены обычным путем:

$$[m_1] = m_1 + 0.32(b-y)$$

$$[c_1] = c_1 - 0.20(b-y)$$

$$[u-b] = [c_1] + 2[m_1].$$

Результаты вычислений даются в табл. 2.

Используя зависимости между индексами  $[m_1]$ ,  $[c_1]$ ,  $[u-b]$  и  $\beta$ , в статье [1] подробно описаны процедуры, необходимые для разделения звезд на три спектральные группы.

Поскольку были известны спектральные классы только главных звезд, мы, используя данные, приведенные в табл. 1 и 2, постарались по мере возможности определить спектральные интервалы компонентов наблюдаемых нами трапеций. Сначала мы выяснили, к какому спектральному участку диаграммы спектральной классификации Стремгрена [6] относятся компоненты трапеций. Оказалось, что из 19 звезд, составляющих 6 систем, 12 относятся к участку 3 ("Поздняя группа"), 6

Таблица 2

№ АБАО	Комп.	$[m_1]$	$[c_1]$	$[u-b]$	$[\beta]$	Спектр. класс
16	A	1.003	0.146	2.438	2.443	M0
	B	0.057	0.136	0.293	2.600	B
	C	0.240	0.626	1.145	2.736	F
26	A	0.217	0.726	1.205	2.755	(M)
	B	0.841	0.244	2.080	2.546	F
	C	0.330	0.363	1.107	2.615	G
39	A	0.803	0.440	2.315	2.431	(M)
	B	0.200	1.065	1.516	2.818	F
	C	0.298	0.287	0.957	3.084	F
	D	0.618	0.349	1.756	2.557	(M)
202	A	1.049	0.202	2.301	2.516	M1
	B	0.385	0.188	0.957	2.692	G
	C	0.251	0.277	0.779	2.633	F
360	A	0.223	0.866	1.312	2.469	M3
	B	0.264	0.470	0.998	2.671	(M)
	C	0.231	0.629	1.092	2.699	(M)
397	A	0.993	0.303	2.502	2.524	M0
	B	0.267	0.363	0.970	2.620	G
	D	0.938	0.297	2.349	2.560	(M)

звезд выходят за пределы диаграммы, т.е. они являются звездами поздних спектральных классов (не ранее М) и одна звезда принадлежит участку 1 ("Ранняя группа").

Далее мы использовали кривые, дающие зависимость  $[m_1]$ ,  $[c_1]$ ,  $[u-b]$  от спектрального класса из статьи Е.Облска и др. [7]. Поскольку для поздних спектральных классов  $H_\beta$  очень слаба, то зависимость  $\beta$  от спектрального класса не использовали.

Результаты определения спектрального класса даются в седьмом столбце табл. 2.

К сожалению, для поздних спектральных классов (К,М) до сих пор не выведены формулы для освобождения наблюдаемых индексов от влияния покраснения и пока мы лишены возможности определения абсолютных звездных величин, а также физических параметров.

Авторы приносят благодарность М.А.Туманишвили и Т.И.Кинкладзе за ассистентство при наблюдениях, М.Н.Бутикашвили и Л.Ш.Робакидзе за помощь в вычислениях.

Абастуманская астрофизическая  
обсерватория, Грузия

## *uvby* ELECTROPHOTOMETRY OF THE COMPONENTS OF THE TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE STELLAR SYSTEMS

G.Sh.JAVAKHISHVILI, G.N.SALUKVADZE

The results of the electrophotometric observations of 19 components of six Trapezium type multiple systems with the primary star of spectral type M are given. Spectral regions according to the Stromgren criteria was determined. Among 19 components 18 were belonged to 3 region ("Late group").

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили, Бюлл. Абастуманской обс., 66, 45, 1988.
2. Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили, Astron. Nachr. (in press).
3. E.Olson, Astron.J., 79, 1424, 1974.
4. Г.Н.Салуквадзе, Бюлл. Абастуманской обс., 49, 39, 1978.
5. V.M.Blanco, S.Demers, G.G.Dougllass, Fitzgerald. Publ. United States Naval Obs., 21, 1, 1968.
6. B.Stromgren, Ann.Rev.Astron. and Astrophys., 4, 433, 1966.
7. E.Oblak, S.Considers, M.Chareton, Astron.Astrophys.Suppl., 24, 69, 1976.

УДК: 524.33:520.8

## О МАССОВОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД

Р.А.ВАРДАНЯН, М.Ш.КАРАПЕТЯН

Поступила 10 апреля 1996

Принята к печати 25 апреля 1996

Предлагается новый метод массовой фотографической фотометрии. В основе данного метода лежит использование предложенного авторами нового параметра  $\Phi_1$ , который линейно зависит от  $m$ , во всем диапазоне звездных величин.

1. *Введение.* Классические методы фотографической фотометрии описаны во многих книгах, посвященных методам астрономии [1]. Основной фотографической фотометрии является построение характеристических кривых, которые показывают зависимость между оптическими плотностями или диаметрами изображений звезд и звездными величинами. С помощью характеристической кривой определяются неизвестные фотографические звездные величины звезд. Характеристические кривые имеют узкую область линейной зависимости, где и работает астроном. Вне этой области обычно ошибки увеличиваются и трудно получить достоверные данные для звездных величин. В настоящей работе поставлена цель - увеличить интервал рабочего диапазона новой характеристической кривой, фактически охватывая весь участок кривой.

2. *Выбор двух новых параметров и зависимость между ними.* Сущность выбора двух новых параметров заключается в следующем. Современные измерительные и вычислительные системы дают возможность детально фотометрировать (например, с помощью микроденситометра PDS) предельно слабые объекты (минимум  $3 \times 3$  элемента). Средний уровень фона фотопластинки или отдельной области можно получить после медианной фильтрации самыми различными методами [2, 3]. Затем можно определить площадь  $S$  (пропорционально количеству элементов  $n$ ) и максимум оптической плотности  $h$  для каждой звезды. Первый новый параметр определяется как отношение площадей изображений звезд ( $S_i$ ) к логарифму максимума оптической плотности  $\lg h_i$ , то есть

$$X_i = S_i / \lg h_i. \quad (1)$$

Второй параметр определяется как логарифм суммы оптических плотностей всех элементов для каждой звезды

$$Y_i = \lg V_i = \lg \sum_{j=1}^m \lg I_j / T_j, \quad (2)$$

где  $m$  - число пикселей изображения каждой звезды,  $T$  - коэффициент пропускания. После вычисления параметров  $(X_i, Y_i)$ , была построена зависимость между ними.

На рис. 1 приводится эта зависимость для открытого звездного скопления NGC 6913, по снимку, полученному на 6 м телескопе. На основе внешней формы можно предположить, что эта зависимость имеет форму окружности. Но для того, чтобы доказать это, полученную зависимость мы представили в виде экспоненциальной функции  $y = ae^{-ax}$ , степенной функции и окружности  $x^2 + y^2 = R^2$ . Наши данные были аппроксимированы этими функциями нелинейными методами наименьших квадратов. Среднеквадратичное отклонение точек на рис. 1 в случае окружности 1.7 раза меньше, чем в случаях экспоненциальной и степенной зависимостей.

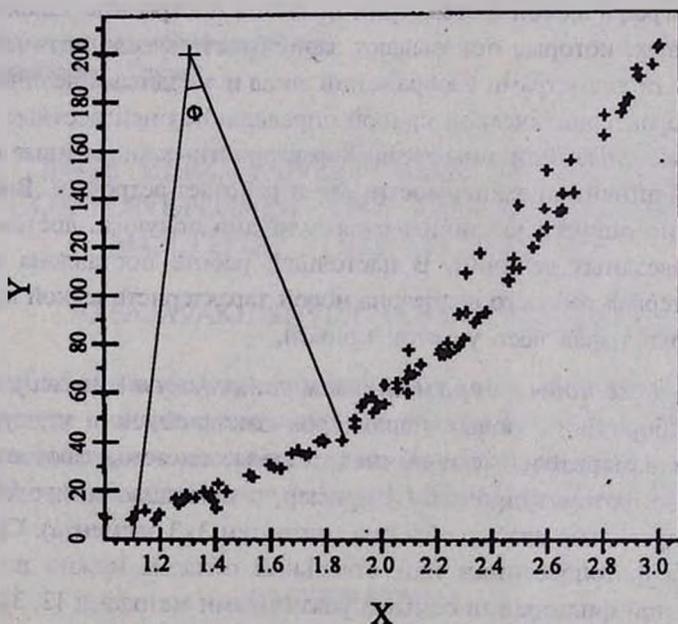


Рис. 1. Зависимость между параметрами  $X$  и  $Y$ . Через  $+$  схематически обозначен центр окружности.

3. Анализ зависимости между параметрами  $X = S/\lg h$  и  $Y = \lg V$ . Опишем способ нахождения центра окружности для зависимости  $(x, y)$ . В первом приближении для центра окружности берется минимум из значений  $Y_i$  и максимум из  $X_p$ , т.е.  $(x_{\min}, y_{\max})$ . Далее, определяется расстояние центра от каждой точки  $(R_i)$ , среднее значение радиуса  $\bar{R}_i$  и

среднеквадратичное отклонение  $R_i$  от среднего значения величины  $\bar{R}_1$ , т.е.  $\sigma$ . В дальнейшем, меняя центр окружности (постепенно уменьшая шаги  $dx, dy$ ) по всем направлениям, находим точку (центр окружности), при котором дисперсия расстояний точек от найденного центра становится минимальной.

Расчеты показывают, что между суммой параметров  $X_i$  и  $Y_i$  ( $X_i+Y_i$ ) ( $i=1,2,\dots,n$ ) и величинами  $\Phi_i$  (см. рис. 1) существует линейная зависимость.

Для наглядности на рис. 2 приводится эта зависимость в случае стандартной области SA68.

Линейная зависимость между величинами  $\Phi_i$  и  $x_i+y_i$  (почти без разбросов), начиная от самых слабых до самых ярких звезд, указывает на то, что относительные ошибки определения величин  $\Phi_i$  или  $x_i+y_i$  на всей шкале звездных величин одинаковы. Следовательно  $\Phi_i$  можно выбрать как основной параметр построения характеристической кривой.

Теперь остановимся на вопросе о смысле линейной зависимости между величинами  $\Phi_i$  и  $x_i+y_i$ . (Для этой цели мы остановимся на интерпретации значений суммарной величины  $X_i+Y_i$ , где  $X_i=S_i/\lg h_i$ ,  $Y_i=\lg V_i$ ).

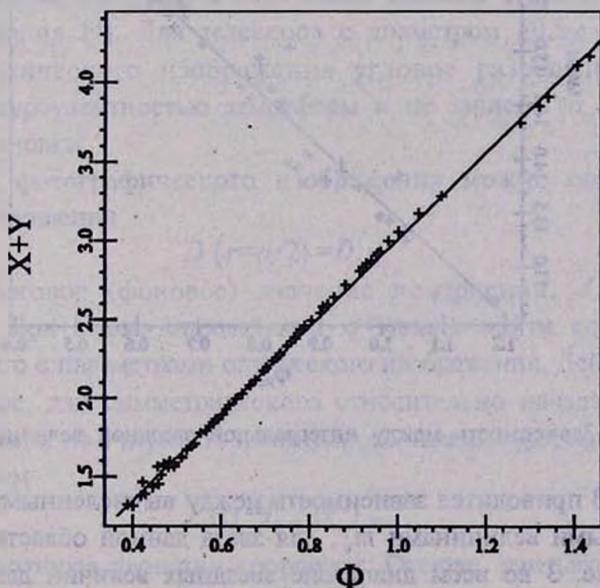


Рис. 2. Зависимость между параметрами  $X+Y$  и  $\Phi$ .

Как видно из рис. 1 величина  $Y$  сначала растет медленно, а в конце круто, а величина  $X$  - наоборот; в начале зависимости - быстро, а в конце (то есть при больших яркостях звезд) - медленнее. Это вполне объяснимо. Действительно, для слабых звезд с увеличением яркости увеличивается как величина  $S$ , так и  $\lg h$ , а для ярких звезд -  $S$

увеличивается быстрее, чем  $\lg h$ , поскольку происходит насыщение.

Что касается величины  $Y = \lg V$ , то поскольку для слабых звезд с увеличением яркости быстро увеличиваются и  $S$ , и  $\lg h$ , то естественно ожидать увеличения  $\lg V$ , поскольку  $V = f(S, h)$ . В дальнейшем, для ярких звезд величина  $S$  увеличивается гораздо медленнее, чем для слабых звезд.

4. О форме зависимости между параметрами  $\Phi_1$  и визуальными звездными величинами. Линейная зависимость  $\Phi_1 = a(x_1 + y_1) + b$  вполне может быть объяснима, если  $\Phi_1$  линейно зависит от звездной величины ( $\Phi_1 = a'm_1 + b'$ ). Для этой цели рассмотрим зависимость между  $\Phi_1$  и  $m_1$ , используя изображение стандартной области SA68, полученное на 1 метровом телескопе системы Шмидта БАО. Изображение области SA68 было сканировано на микроденситометре PDS1010A и обработано на системе AIDA, разработанной в БАО.

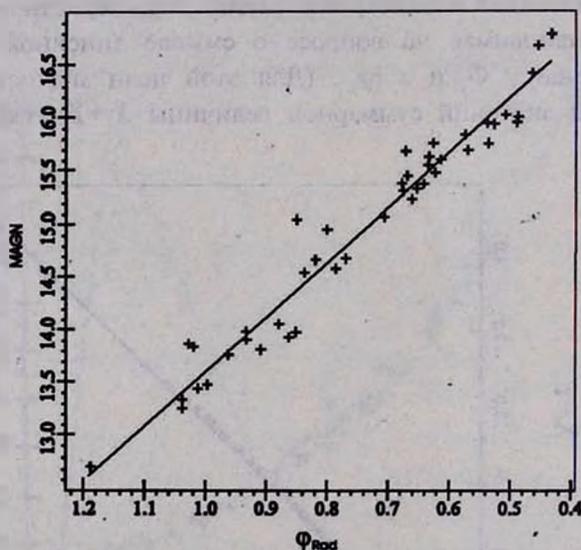


Рис. 3. Зависимость между интегральной звездной величиной и  $\Phi_1$ .

На рис. 3 приводится зависимость между вычисленными значениями  $\Phi_1$  и звездными величинами  $m_1$ , для звезд данной области (SA68). Как видно из рис. 3 во всем диапазоне звездных величин данная характеристическая кривая остается линейной. Фактически, имея для некоторой выборки звезд (какой-то области) звездные величины и  $\Phi_1$ , можно с помощью новой характеристической кривой определить звездные величины для всех остальных звезд, расположенных в данной области.

Итак, параметр  $\Phi_1$ , который линейно зависит от величины  $(x_1 + y_1)$  и  $m_1$ , является основным параметром для новой характеристической кривой (рис. 3).

5. *Численное моделирование.* Для обоснования полученных эмпирических зависимостей проведено численное моделирование и расчет соответствующих денситометрических величин.

Пусть фотографическое изображение звезды задается зависимостью оптической плотности почернения от координат  $x$  и  $y$  на плоскости изображения  $D(x, y)$ . Оно получается преобразованием распределения интенсивности оптического изображения звезды -  $I(x, y)$ . Это преобразование задается характеристической кривой  $D=D(h)$ , где  $h=It$ , а  $t$  - время экспозиции. Примем следующие допущения относительно основных величин.

а) Распределение интенсивности в оптическом изображении звезды в плоскости фотографического приемника симметрично относительно начала координат и определяется только двумя параметрами  $I_0$  и  $r_0$  следующим образом

$$I(x, y) = \frac{I_0}{\pi r_0^2} \exp\left\{-\frac{r^2}{r_0^2}\right\}, \quad (3)$$

где  $r^2 = x^2 + y^2$ ,  $r_0$  - параметр Фрида. Это приближение иногда называется моделью Фрида и учитывает фазовые искажения, введенные турбулентностью атмосферы, абберации оптической системы телескопа и неточности гидирования [4]. Для телескопа с диаметром  $\geq 0.5$ м и хорошим качеством оптического изображения угловое разрешение  $\leq 5''$ ,  $r_0$  определяется турбулентностью атмосферы и не зависит от конкретной приемной установки.

б) Размер фотографического изображения можно определить с помощью соотношения

$$D(r=d/2) = D_1, \quad (4)$$

где  $D_1$  - пороговое (фоновое) значение почернения,  $d$  - диаметр изображения. При таком определении  $d$  можно найти соотношение, связывающее его с параметрами оптического изображения. Действительно, в общем случае, для симметрического относительно начала координат изображения, если не учитывать нелинейного явления фотографического процесса, имеем

$$I(r) = I_0 f(r^2), \quad (5)$$

где  $f(r^2)$  - некоторая функция координат. Отсюда, учитывая (2) и (3), получаем

$$\lg f(d^2) = a \cdot \lg I_0, \quad (6)$$

где  $a = D^{-1}(D_1)$ .

В частности, если  $I(r)$  определяется соотношением (5), уравнение (6) примет вид (ср. [2], стр. 337)

$$d^2 = A(\lg I_0 \cdot B) \quad (7)$$

где  $A$  и  $B$  - некоторые постоянные.

Численное моделирование уравнений (3)-(7) было проведено по следующей схеме. Задаются исходные данные задачи, а именно - аппроксимирующие выражения для характеристической функции и пороговое значение  $D_r$ . Далее для значений  $I_0$ , соответствующие почернения которых находятся как в линейной, так и в нелинейной (нижней конечной) участках характеристической функции, определяются распределения почернения  $D(r)$ . С помощью (7) определяется диаметр и площадь изображения

$$S = \pi d^2 / 4 . \quad (8)$$

Определяются также величины

$$h = \max_S D(r) \quad (9)$$

и с помощью численного интегрирования

$$S = \int_0^{d/2} D(r) 2\pi r dr , \quad (10)$$

что позволяет построить зависимости между величин  $X = S / \lg h$  и  $Y = \lg V$ .

Как показывают результаты расчетов, проведенных для различных значений  $R_0$ , а также для нескольких типичных характеристических кривых, зависимость  $X$  и  $Y$  можно аппроксимировать уравнением окружности. В этом смысле можно считать, что эта связь является универсальной и выражает особенности фотографического процесса.

Авторы выражают благодарность В.Галояну за помощь в вычислениях.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

## ON MASS PHOTOGRAPHIC PHOTOMETRY OF STARS

R.A.VARDANIAN, M.Sh.KARAPETIAN

A new method of mass photographic photometry has been suggested. In this method has been used a new parameter  $\Phi_p$ , suggested by authors, which is correlated lineary with  $m$  in the whole range of stellar magnitude.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Методы астрономии, под ред. В.А.Хильтнера, Мир, М., 1967, с. 536.
2. Р.А.Варданян, М.О.Закарян, М.С.Мирзоян, А.Н.Томов, Сообщ. Бюр. обс., №53, 14, 1980.
3. D.L.Fried, JOSA, v.56, №10, p. 1372, 1966.
4. М.Ш.Карпетян, М.А.Мнацаканян, Р.А.Саркисян, Астрон. циркуляр №1544, 35, 1990.

УДК: 524.45-7

## ОН МЕГАМАЗЕРНЫЕ ГАЛАКТИКИ

Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 8 апреля 1996

Принята к печати 10 мая 1996

Приведен анализ выборки ОН мегамазерных галактик. Показано, что зависимость  $L_{OH}$  от  $L_{IR}$  не является квадратичной, как принималось раньше, а более близка к линейной. В мегамазерных галактиках  $L_c - L_{FIR} \leq 1$ . Анализ данных также показал, что с уменьшением ширины линии излучения ОН абсолютные значения эффективности накачки и коэффициента мазерного усиления растут. В этих галактиках радиосветимость центрального компонента радиоизлучения увеличивается с уменьшением отношения  $L_{FIR} / L_c$ , в то время как FIR светимость остается неизменной. Эти результаты по всей вероятности требуют пересмотра вопросов накачки и механизмов мазерного излучения в мегамазерных галактиках.

1. *Введение.* Разными авторами в общей сложности было обнаружено около 50 галактик с мегамазерным излучением ОН ([1-9], ссылки же в них). Галактика Агр 220 была первой галактикой, у которой было обнаружено мегамазерное излучение ОН [10]. Основные особенности мегамазеров ОН таковы: а) Галактики с мегамазерным излучением богаты молекулярным газом ( $M_{H_2} \sim 5 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^{10} M_\odot$ ) и имеют высокую IR светимость ( $L_{FIR} \sim 10^{10} - 10^{13} L_\odot$ ). Область мазерного излучения имеет размер  $< 1$  пк, а плотность молекулярного газа составляет  $> 10^5 \text{ см}^{-3}$ ; б) Мегамазерные галактики показывают активность ядра и высокий темп звездообразования в ядерной области. Вообще для возникновения мегамазерного излучения ОН наличие в галактике одновременно интенсивного звездообразования и активности ядра (с сильным радиоcontinuumом) являются необходимыми условиями. Поэтому исследование этих объектов может пролить свет на связь активность ядра-звездообразование в центре галактики; в) Эти галактики имеют крутой IR спектр в диапазоне 12-25 мкм и пологий спектр в диапазоне 60 - 100 мкм. Кроме этого, изотропная ОН светимость пропорциональна квадрату FIR светимости (см. §4); г) Профили линии ОН часто показывают широкие крылья, смещенные в голубую сторону от пика на частоте 1667 МГц, что свидетельствует о наличии выбросов газа из ядерной области галактики. Наблюдения мегамазерных галактик показали, что плотности потоков радиоизлучения (continuum) и в линии ОН примерно одинаковы. С другой стороны, хотя число наблюдений с высоким разрешением ( $\ll 1''$ ) невелико (всего 4 галактики: Агр 220, Мкп 273, ИИЗw 35, IRAS 17208-0014) [11-17], они показывают, что излучающее облако ОН наложено на источник радиоcontinuumа. Эти факты указывают на то, что в мегамазерных источниках осуществляется слабое усиление

излучения радиоконтинуума ядра в ненасыщенном режиме [11]. Инверсия уровней молекулы OH происходит под воздействием мощного IR излучения галактики [18-21].

Мегамазерное излучение OH методом VLBI исследовалось только у Aгр 220 [14, 22]. Согласно работе [22] основное излучение исходит из области с размером  $< 10$  пк, а максимум линии излучает область с размером  $< 1$  пк. Примерно 70% интегрального излучения линии исходит от области  $< 10$  пк, т.е. мазерное облако занимает объем  $< 10^3$  пк<sup>3</sup>. Оценки показали, что мегамазер в Aгр 220 накачивается компактным ( $< 30$  пк) и теплым ( $T > 150$  K) IR источником, окруженным холодной пылью с размером  $> 100$  пк, а эффективность накачки  $> 0.01$ . Высокий процент эффективности накачки свидетельствует о том, что в Aгр 220 основное излучение OH исходит от компактного ядра, а не от протяженной области звездообразования вокруг ядра [22]. Мартен и др. [23] показали, что оптическая толщина линии OH уменьшается с увеличением ширины линии и увеличивается с ростом IR светимости. Таким образом, при фиксированном значении IR светимости с уменьшением ширины линии OH светимость растёт.

2. *Эффект Малмквиста*. В астрономии очень важное значение имеет сравнение наблюдательных данных, полученных в разных диапазонах спектра, так как оно позволяет иметь представление о физических процессах, протекающих в космических объектах. В качестве параметра сравнения часто выбирается светимость излучения. Однако в связи с тем, что почти все астрономические обзоры подвержены эффекту Малмквиста (Malmquist) (вычисленные параметры выборки сильно зависят от расстояний объектов, так как на больших расстояниях обнаруживаются только те объекты, светимость которых превосходит предельное значение чувствительности приемной системы), часто при сравнении параметров выборки в разных диапазонах спектра возникает искусственная связь между ними. В тех случаях, когда в действительности существует реальная связь между параметрами выборки, этот эффект приводит к увеличению коэффициента корреляции между ними, что в свою очередь является причиной увеличения наклона линии регрессии. Поэтому в подобных случаях необходимо учитывать эффект Малмквиста, иначе его влияние может привести к неправильной трактовке результатов наблюдений.

Способы коррекции эффекта Малмквиста обсуждались в ряде работ (см., например, [24,25]). В настоящей работе мы воспользуемся методом частных коэффициентов корреляции [24,26]. В работе [25] используется метод взвешенных коэффициентов корреляции.

Допустим, мы рассматриваем связь между тремя переменными  $x$ ,  $y$ ,  $z$ .

Частный коэффициент корреляции между переменными  $x$  и  $y$  дается

следующей формулой в предположении, что существует определенная связь между  $(x, z)$ ,  $(y, z)$ :

$$R_{xy,z} = (R_{xy} - R_x \cdot R_y) / [(1 - R_x^2) \cdot (1 - R_y^2)]^{0.5}, \quad (1)$$

где  $R_{xy}$  - коэффициент корреляции между переменными  $x, y$  при фиксированных значениях переменной  $z$ ,  $R_{xy}$  - коэффициент корреляции между  $x, y$  в общем случае.  $R_x$  и  $R_y$  - коэффициенты корреляции между соответствующими переменными. Уровень значимости частного коэффициента корреляции дается следующей формулой [24]:

$$S_R = 0.5 \cdot (N - 4)^{0.5} \cdot \ln[(1 + R_{xy,z}) / (1 - R_{xy,z})], \quad (2)$$

где  $N$  - размер выборки.  $S_R$  имеет нормальное распределение с нулевым средним и единичным средним квадратичным отклонением. В частности если  $S_R \geq 3$ , то уровень значимости коэффициента корреляции больше  $3\sigma$  ( $\geq 99.7\%$ ).

Недавно в работе [27] метод частных коэффициентов корреляции был распространен на случай, когда при анализе используются также верхние пределы значений наблюдательных параметров (censored data). Разные аспекты эффекта Малмквиста подробно рассмотрены в [25].

3. *Выборка мегамазерных галактик.* По нашим данным в настоящее время известны 49 галактик с мегамазерным излучением ОН (табл. 1). В табл. 1 последовательно приведены: IRAS название галактики; расстояние ( $D$ ); светимости в FIR ( $\lg L_{FIR}$ ), ОН ( $\lg L_{OH}$ ) и радиоконтинууме ( $\lg L_C$ ); отношение плотности потока в линии ОН на частоте 1667 МГц к плотностям потоков на волнах 60 мкм ( $\lg F_1 / F_{60}$ ) и в радиоконтинууме на 18 см. В последнем столбце табл. 1 приведена ссылка на литературу. Первая ссылка в каждой строке относится к литературе, откуда были взяты параметры  $D$ ,  $L_{FIR}$ ,  $L_{OH}$  и  $F_1$ , а вторая ссылка относится к литературе, где приведены данные радиоконтинуума [6,28-37]. Значения плотностей потоков на 60 мкм брались из каталога IRAS. Мы включили в наш анализ только результаты тех радионаблюдений в континууме, которые были проведены с помощью VLA с высоким разрешением ( $\leq 5''$ ), за исключением 6 галактик (IRAS 04332+0209, 04454-4838, 13097-1531, 16399-0937, 20100-4156 и 20550+1656). Эти галактики наблюдались на частоте 5 ГГц с разрешением  $\sim 4''$  с помощью ATNF CA [6]. Радиосветимости объектов в континууме были рассчитаны для диапазона 10 ГГц от плотности потока на частоте 1.5 ГГц, принимая спектральный индекс радиоизлучения 0.75. В наших расчетах постоянная Хаббла принята равной  $75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ .

Коэффициенты корреляции между  $(D, L_{FIR})$ ,  $(D, L_{OH})$ ,  $(D, L_C)$  составляют 0.67, 0.72 и 0.55 соответственно. Это указывает на то, что параметры выборки действительно зависят от расстояний объектов.

IRAS	D Мпк	$\lg L_{\text{IR}}$ $L_{\odot}$	$\lg L_{\text{OH}}$ $L_{\odot}$	$\lg L_c$ $L_{\odot}$	$\lg F_1$ / $F_{60}$	$\lg F_1$ / $F_c$	Литер.
00057+4021	179	11.3	1.9	5.8	-2.64	0.25	1, 28
00335 -2732	268	11.9	2.6	6.5	-2.28	0.23	2, 29
00509+1225	235	11.8	1.8	5.8	-2.66	0.15	2, 30
01364 -1042	187	11.7	2.0	6.3	-2.75	-0.14	3, 31
01418+1651	109	11.5	2.7	6.2	-1.77	0.78	4, 31
02483+4302	208	11.8	2.5	6.4	-2.17	0.20	5, 32
03056+2034	108	11.2	1.3		-2.77		2
03260 -1422	172	11.5	2.0		-2.39		5
04332+0209	48	10.4	0.4	4.8	-2.76	-0.15	4, 6
04454 -4838	212	11.6	2.8	6.4	-1.45	1.10	6, 6
05100 -2425	133	11.3	2.0	6.1	-2.18	0.07	4, 33
05414+5840	65	11.3	0.8	6.1	-3.45	-1.22	4, 34
06206 -3646	454	12.0	3.3		-2.18		7
08071+0509	208	11.5	2.2	6.5	-2.50	-0.21	3, 32
09320+6134	164	11.9	1.6	7.1	-3.23	-1.29	4, 31
10039 -3338	135	11.4	2.8	6.0	-1.46	1.32	6, 35
10173+0828	194	11.7	2.7	6.0	-1.47	1.37	4, 31
10378+1109	562	12.1	3.2	6.9	-2.16	0.33	7, 32
10485 -1447	500	12.3	2.9		-2.16		2
11010+4107	142	11.5	2.0	6.3	-2.62	-0.27	4, 31
11257+5850	48	11.7	1.3	6.7	-3.72	-1.49	4, 31
11506 -3851	41	11.2	1.5	5.6	-2.58	0.08	4, 35
12018+1941	702	12.4	2.7		-3.02		4
12112+0305	292	12.2	3.3	6.8	-2.24	0.35	4, 31
12243 -0036	34	11.0	-0.1	5.1	-4.43	-1.35	4, 31
12540+5708	173	12.4	2.9	7.4	-2.80	-0.63	4, 31
13097 -1531	91	11.4	1.1	6.0	-3.49	-1.00	4, 6
13254+4754	243	11.6	1.9		-2.72		4
13428+5608	157	12.0	2.7	7.0	-2.45	-0.17	4, 31
14070+0525	883	12.2	4.1		-1.31		8
15065 -1107	30	10.4	0.1		-3.24		9
15107+0724	52	11.1	1.0	5.6	-3.18	-0.46	4, 31
15179+3956	188	11.6	1.8		-2.76		3
15247 -0945	160	11.5	2.1		-2.37		5
15250+3609	219	11.9	2.6	6.3	-2.19	0.60	4, 31
15327+2340	78	12.1	2.7	6.8	-2.41	0.15	4, 31
16145+4231	375	11.9	3.0		-1.68		2
16399 -0937	107	11.4	1.6	6.0	-2.65	-0.13	4, 6
17208 -0014	171	12.3	3.0	7.0	-2.45	0.09	4, 36
17526+3253	100	11.1	1.0	6.0	-3.18	-1.15	4, 37
18544 -3718	297	11.7	2.3		-1.68		7
20100 -4156	516	12.5	4.0	7.2	-1.34	1.14	6, 6
20491+1846	118	10.9	1.1		-2.87		3
20550+1656	145	11.8	2.1	6.3	-2.63	0.05	4, 6
22025+4205	59	11.0	0.7	5.5	-3.25	-0.74	4, 36
22088 -1832	708	12.3	3.2		-2.02		7
22491 -1808	302	12.0	2.4	6.2	-2.78	0.21	4, 31
23135+2516	111	11.4	0.8	6.0	-3.49	-0.90	4, 31
23365+3604	248	12.1	2.4	6.7	-2.66	-0.13	2, 32

4. Связь между  $\text{OH}$  и  $\text{FIR}$  светимостями. Теперь перейдем к обсуждению связи  $L_{\text{OH}} \sim L_{\text{FIR}}^2$  [38,19]. Эта связь в рамках ненасыщенного мазерного излучения интерпретируется следующим образом. С одной стороны, число инвертированных  $\text{OH}$  молекул (следовательно и  $\text{OH}$

светимость) пропорционально IR светимости [21,39], а с другой стороны предполагается, что IR светимость пропорциональна радиосветимости галактики в континууме ( $L_{\text{FR}} \sim L_{\text{C}}$ ), и тогда  $L_{\text{OH}} \sim L_{\text{FR}} \cdot L_{\text{C}} \sim L_{\text{FR}}^2$ . Однако, как покажет наш дальнейший анализ, при выводе статистической зависимости  $L_{\text{OH}} \sim L_{\text{FR}}^2$  не были учтены эффект Малмквиста и тот факт, что IR и радио светимости необязательно должны быть связаны линейно [40]. На рис. 1 приведена зависимость  $L_{\text{OH}}$  от  $L_{\text{FR}}$  для выборки 49 мегамазерных галактик. Сплошная линия представляет линию регрессии с наклоном 1.66 и коэффициентом корреляции 0.85. При учете эффекта Малмквиста наклон линии составляет 1.38 (пунктирная линия), а коэффициент корреляции 0.70. Этот наклон становится еще меньше ( $\sim 1$ ) если из выборки ОН галактик исключить объекты IRAS 04332+0209, 12243-0036, 14070+0525, 15065-1107 и 20100-4156, которые имеют экстремальные значения  $L_{\text{OH}}$ . Таким образом зависимость между  $L_{\text{OH}}$  и  $L_{\text{FR}}$  не является квадратичной, как принималось раньше.

Таблица 2

## ДАННЫЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

(x, y)	R	dR	S	dS	I	dI	$S_R(\sigma)$
$L_{\text{FR}}, L_{\text{OH}}$	0.70	0.07	1.38	0.14	-14.02	1.66	5.86
$L_{\text{FR}}, L_{\text{C}}$	0.85	0.05	0.99	0.06	-5.31	0.67	6.69
$L_{\text{C}}, L_{\text{FR}}/L_{\text{C}}$	-0.72	0.08	-0.33	0.04	7.44	0.24	-4.87
$L_{\text{OH}}/L_{\text{FR}}, dV$	-0.43	0.14	-0.20	0.07	0.22	0.63	-2.50
$L_{\text{OH}}/L_{\text{C}}, dV$	-0.66	0.10	-0.29	0.04	0.90	0.19	-4.31
$F_1/F_{60}, F_1/F_{\text{C}}$	0.92	0.03	1.05	0.03	2.59	0.18	8.50

Результаты статистического анализа для выборки мегамазерных галактик с учетом эффекта Малмквиста приведены в табл. 2, где последовательно приведены: коэффициент корреляции ( $R$ ) между переменными  $x, y$ ;  $dR$  - среднее квадратичное отклонение  $R$ ; наклон линии регрессии ( $S$ ) и его среднее квадратичное отклонение ( $dS$ ); интерсепт линии регрессии ( $I$ ) и его среднее квадратичное отклонение ( $dI$ );  $S_R$  - уровень значимости коэффициента корреляции. Линия регрессии имеет следующую форму:  $y = Sx + I$ , а коэффициенты  $S$  и  $I$  связаны с коэффициентом корреляции следующим образом:  $S = R \cdot (s_y/s_x)$ ;  $I = M_y - S M_x$ , где  $s_x, s_y$  - средние квадратичные отклонения переменных  $x, y$ , а  $M_x, M_y$  - их средние значения. В табл. 2 переменные  $x$  и  $y$  следует рассмотреть в логарифмической форме, так, например,  $\lg L_{\text{OH}} = 1.38 \lg L_{\text{FR}} - 14.02$ . В этой таблице  $dV$  представляет ширину линии лучения ОН на уровне половинной интенсивности в км/с.

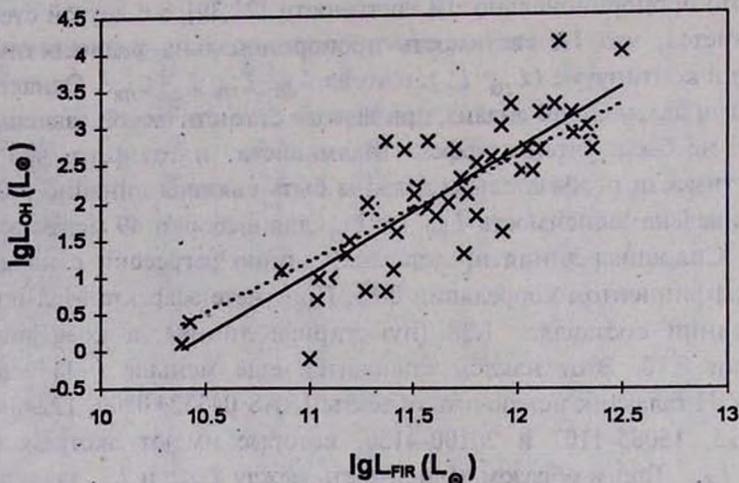


Рис. 1. Зависимость между  $L_{OH}$  и  $L_{FIR}$  для 49 OH мегамазерных галактик. Сплошная линия представляет линию регрессии с наклоном 1.66, а пунктирная (наклон 1.38) - линию регрессии после учета эффекта Малмквиста.

5. *Связь FIR - радиоконтинуум в мегамазерных галактиках.* Мы также исследовали связь между  $L_{FIR}$  и  $L_C$  для этой выборки мегамазеров (см. табл. 2). Из 49 объектов для 35 галактик известны данные наблюдений с высоким разрешением в радиоконтинууме. Анализ этих данных показал, что IR и радиосветимости центральных компонент связаны соотношением  $L_C \sim L_{FIR}^{0.99}$  (пунктирная линия, коэффициент корреляции 0.85) (см. табл. 2 и рис. 2). Сплошная линия представляет линию регрессии без коррекции эффекта Малмквиста (наклон 1.12, коэффициент корреляции 0.89). С другой стороны, согласно (см., например, [32,40-42]), IR - радиосвязь в различных частях галактики различна. Эта связь намного сильнее в ядерной области галактики, чем в области диска. Однако в ядерной области, в масштабе миллисекунды дуги, согласно [42], эта связь вовсе отсутствует. Лонсдейл и др. [42] опубликовали результаты VLBI наблюдений 31 галактики с мощным IR излучением. Из этого списка 13 объектов являются также мегамазерными галактиками. Наши оценки показали, что для 13 галактик, на самом деле, корреляция между IR и радиосветимостями существует ( $L_C \sim L_{FIR}^{0.8}$ , коэффициент корреляции 0.6), а для остальных 18 галактик без OH излучения эта связь действительно отсутствует. Таким образом, складывается следующая картина: во-первых, связь между  $L_{OH}$  и  $L_{FIR}$  не является квадратичной и, во-вторых, нельзя принимать, что  $L_C$  и  $L_{FIR}$  всегда связаны линейно.

Мы получили практически те же результаты, когда использовали метод коррекции эффекта Малмквиста, предложенный в [25].

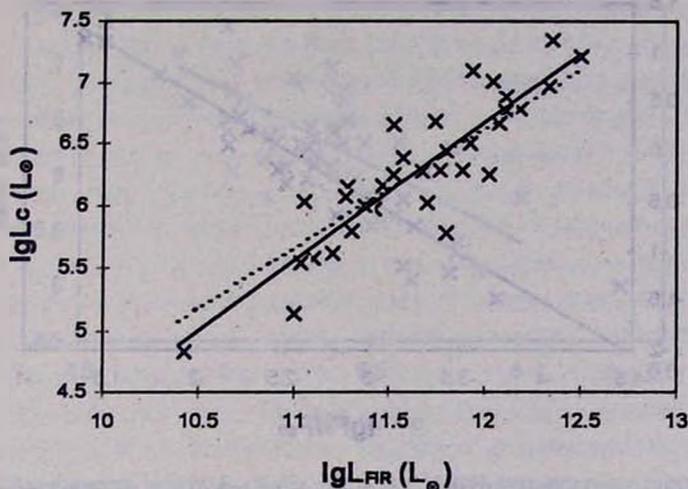


Рис. 2. Зависимость между  $L_c$  и  $L_{OH}$  для 35 ОН мегамазерных галактик. Сплошная линия представляет линию регрессии с наклоном 1.12, а пунктирная (наклон 0.99) - линию регрессии после учета эффекта Малмквиста.

6. *Обсуждение.* На рис. 3 приведена зависимость коэффициента мазерного усиления линии ОН ( $F_l / F_c$ ) от эффективности накачки ( $F_l / F_{60}$ ) для 35 галактик. Прямая линия представляет линию линейной регрессии (табл. 2). Видно, что между этими величинами существует тесная корреляция. Эта зависимость для 15 галактик исследовалась в работе [17] и наши результаты хорошо согласуются с результатами указанной работы.

Обычно у мегамазерных галактик эффективность накачки  $< 0.1$ . Максимальное значение эффективности накачки (0.049) наблюдается у галактики IRAS 14070+0525, а минимальное значение ( $3.7 \cdot 10^{-5}$ ) - у IRAS 12243-0036. У 8 галактик из 49  $F_l / F_{60} > 0.01$ , а среднее значение  $F_l / F_{60} = 0.008 \pm 0.002$  для всей выборки. Коэффициент мазерного усиления для 49 галактик меняется от 0.03 (IRAS 11257+5850) до 23.71 (IRAS 10173+0828) со средним значением  $3.15 \pm 1.02$ . Из 49 галактик у 17 объектов этот коэффициент больше единицы. В рамках ненасыщенного усиления мазерного излучения значение коэффициента усиления близко к единице [11]. Следовательно для тех объектов, у которых  $F_l / F_c \gg 1$ , ненасыщенный механизм излучения мало вероятен. Согласно [22] у Агр 220 в пределах 10пк коэффициент усиления  $\geq 60$ .

В табл. 2 также приведены зависимости  $L_{OH} / L_{FR}$  и  $L_{OH} / L_c$  от полуширины линии излучения. Видно, что абсолютное значение эффективности накачки с уменьшением ширины линии ОН растет. Абсолютное значение мазерного усиления растет еще сильнее с уменьшением ширины

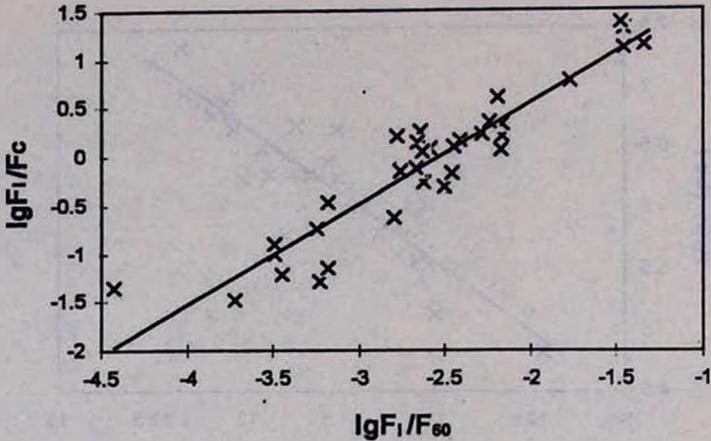


Рис. 3. Зависимость между  $F_1/F_c$  и  $F_1/F_{60}$  для 35 ОН мегамазерных галактик. Прямая линия представляет линию регрессии.

линии. Теперь перейдем к обсуждению связи FIR - радиоконтинуум для мегамазерных галактик.

Радиоизлучение галактики состоит из двух компонентов: теплового и нетеплового. Нетепловой компонент обусловлен синхротронным излучением, а тепловой компонент представляет свободно-свободное излучение от областей ионизированного водорода. Вклад этих компонентов в интегральное излучение зависит от частоты и типа галактики. Так, например, тепловой компонент растет с частотой, в то время как нетепловой компонент слабеет. В спокойных галактиках тепловой компонент практически отсутствует и радиоизлучение характеризуется синхротронным излучением. В галактиках со вспышкой звездообразования тепловой компонент растет, особенно на высоких частотах ( $>10\text{ГГц}$ ).

Связь между IR и радиоизлучениями галактик исследовалась во многих работах (см., например, [42-45]). Было установлено, что IR - радиосвязь является универсальной зависимостью. Она наблюдается от нормальных до активных галактик и покрывает широкий диапазон светимостей ( $\sim 10^4$ ). Часто наблюдается линейная связь между ними. Возникает естественный вопрос: почему эта связь универсальна и какие процессы ответственны за ее существование? Так как связь  $L_C - L_{\text{FIR}}$  существует также для нормальных галактик, где активность ядра невелика, то естественно, что не ядро галактики играет главную роль в существовании этой связи. Хотя это не означает, что в активных галактиках ядро не влияет на эту связь, однако этот вопрос мало исследован. Процесс звездообразования протекает во всех галактиках, вследствие чего возникают тепловое и нетепловое излучения. Поэтому, многие справедливо

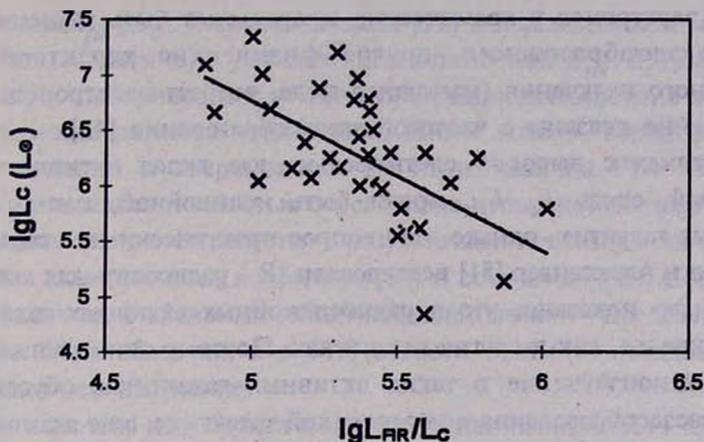


Рис. 4. Зависимость между  $L_c$  и  $L_{FR} / L_c$  для 35 ОН мегамазерных галактик. Прямая линия представляет линию регрессии.

считают, что корреляция между ИР (тепловое излучение) и радио (тепловое + нетепловое) излучениями является следствием звездообразования в галактиках. Предполагается, что во время звездообразования, помимо ионизирующего излучения, возникает также поток космических лучей. Ионизованный газ излучает тепловое радиоизлучение, а электроны космических лучей, взаимодействуя с магнитным полем, излучают синхротронное радиоизлучение. Поэтому в галактиках мы наблюдаем тесную линейную связь между ИР и радиоизлучениями, и причиной этой зависимости является звездообразование.

Другой важной задачей является выяснение причин, которые иногда приводят к отклонению указанной зависимости от линейной. К нелинейности могут приводить те компоненты ИР и радиоизлучений, которые не являются следствием звездообразования в галактике. В частности, если холодный компонент ИР излучения связан с пылью, нагретой старыми звездами, то его вклад в  $L_{FR}$  приводит к увеличению наклона ( $> 1$ ) между  $L_c - L_{FR}$  [45, 46]. Часть космических лучей может покидать галактику посредством диффузии и не будет участвовать в указанной корреляции [47, 48]. Эти эффекты могут проявляться, в основном, в галактиках с низкой светимостью. Вопрос линейаризации исследовался также в [43, 49, 50]. Вообще, наблюдения показывают, что на высоких частотах, где вклад теплового радиокомпонента излучения выше, чем синхротронного, наклон зависимости  $L_c - L_{FR}$  близок к единице, а на низких частотах этот наклон больше единицы (1.1-1.3), так как на этих частотах вклад синхротронного радиоизлучения больше, чем теплового радиокомпонента. Нелинейность зависимости  $L_c - L_{FR}$  для синхротронного излучения объясняется тем, что

хотя число электронов в космических лучах может быть зависимым от частоты звездообразования, другие физические характеристики синхротронного излучения (магнитное поле, возраст электронов) могут быть нелинейно связаны с частотой звездообразования [43].

В галактиках с высокой светимостью, где вклад активного ядра существенный, связь  $L_c - L_{FR}$  может быть нелинейной, как в случае мегамазерных галактик, однако этот вопрос практически не исследован. Недавно Сопп и Александер [51] исследовали IR - радиосвязь для активных галактик. Было показано, что в радиоспокойных активных галактиках эта связь такая же, как в других галактиках. Поэтому они предполагали, что IR и радиоизлучение в таких активных галактиках обусловлено вспышкой звездообразования в материнской галактике, а не активностью ядра. Этот вопрос более подробно исследован в [52]. В частности, используя модель непрерывного звездообразования, авторы работы [53] получили, что вспышка звездообразования вполне может объяснить IR - радиосвязь в радиоспокойных активных галактиках с  $5.3 < \lg(L_{FR}/L_c) < 6.6$  без привлечения активного ядра. Однако чистая модель вспышки звездообразования не в состоянии объяснить IR - радиосвязь для тех радиоспокойных активных галактик, которые имеют  $4.5 < \lg(L_{FR}/L_c) < 5.3$ . В этом случае радиоизлучение галактики обусловлено активным ядром. Вспышка звездообразования также не в состоянии объяснить IR - радиосвязь в радиомощных активных галактиках (радиогалактики, радиоактивные квазары). В этих системах доминирующую роль играет активное ядро. Перес-Олея и Колина [53] предложили более полную эволюционную модель сверхвспышки звездообразования [41] в галактиках. Согласно этой модели в околоядерной области галактики, вследствие мгновенной вспышки звездообразования, образуется скопление звезд с массой  $5 \cdot 10^5 M_\odot$  (компактная или сверхвспышка звездообразования [41]). В дальнейшем наложение отдельных мгновенных вспышек приводит к непрерывной вспышке звездообразования. В рамках этой модели, первые 6 млн лет вспышки, когда звезды еще не достигли главной последовательности, вся энергия скопления ионизирует газ. Поэтому в этот период доминирует тепловое радиоизлучение (спектральный индекс 0.1). Далее звезды с массой  $> 8 M_\odot$  начинают вспыхивать как сверхновые II типа и этот процесс продолжается около 40 млн лет. В этот период доминирует нетепловое радиоизлучение (спектральный индекс (0.5-0.7)).

В ряде работ было показано, что в мощных IR галактиках отношение  $L_{FR}/L_c$  не зависит от IR светимости [29, 40]. Между тем, согласно [40], радиосветимость центрального компонента мощных IR галактик обратно пропорциональна  $L_{FR}/L_c$ . На рис. 4 приведена зависимость  $L_c$  от  $L_{FR}/L_c$  для 35 мегамазерных галактик. Прямая линия представляет линию регрессии (табл. 2). Между тем для этих же галактик  $L_{FR}$  не зависит от

отношения  $L_{FR}/L_C$ . В рамках модели [52] эти зависимости можно легко объяснить. А именно, с уменьшением отношения  $L_{FR}/L_C$  увеличивается вклад ядра, что приводит к увеличению радиосветимости, в то время как IR светимость остается неизменной. Иначе говоря, вероятно, активное ядро в мощных и сверхмощных IR галактиках на FIR излучение не влияет и последнее полностью обусловлено вспышкой звездообразования. Это предположение согласуется с результатами исследований IR спектров активных галактик (см., например, [54] и ссылки в ней). Согласно этим исследованиям, в активных галактиках ядро вносит определенный вклад в NIR и MIR областях, а в FIR области вспышка звездообразования определяет это излучение.

Нам кажется, что практически линейная зависимость между  $L_{OH}$  и  $L_{FR}$  требует пересмотра вопросов накачки и механизмов мазерного излучения галактик. Не исключено, что во время звездообразования в околоядерной области галактики, молекулы OH образуются в инвертированном состоянии и усиливают радиоизлучение ядра галактики.

7. *Заключение.* На основе выборки 49 мегамазерных галактик было получено: а) Связь  $L_{OH}$  от  $L_{FR}$  более близка к линейной зависимости, чем квадратичной. б) В мегамазерных галактиках  $L_C \sim L_{FR} \leq 1$ . в) С уменьшением ширины линии OH абсолютные значения эффективности накачки и коэффициента мазерного усиления растут. г) Радиосветимость центрального компонента обратно пропорциональна  $L_{FR}/L_C$ , между тем светимость инфракрасного излучения не зависит от этого отношения.

Автор выражает благодарность доктору М.А. Страуссу (M.A. Strauss) за предоставление результатов наблюдений на VLA до публикации. Автор также признателен сотруднику Бюраканской обсерватории доктору В.Г. Малумяну за проявленный интерес к работе и полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая  
обсерватория, Армения

## OH MEGAMASER GALAXIES

R.A.KANDALIAN

The analysis of the sample of 49 OH megamaser galaxies is presented. It is shown that the dependence  $L_{OH}$  from  $L_{FR}$  is not quadratic as was adopted before and it is close to linear. The power of the dependence of radio continuum luminosity from infrared luminosity is  $\leq 1$ . Data analysis also shows that when linewidth of OH line is decreasing the absolute values of pumping

efficiency and maser gain are increasing. In megamaser galaxies radio luminosity of the central component is increasing when  $L_{\text{FR}}/L_c$  ratio is decreasing while the FIR luminosity is independent of this ratio. According to these results it seems likely that it will be necessary to revise pumping and amplifying mechanisms of OH emission in megamaser galaxies.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *I.Kazes, I.F.Mirabel, F.Combes*, IAU Circ., 4629, 1988.
2. *L.Bottinelli, L.Gouguenheim, A.M.Le Squeren, M.Dennefeld, J.-M. Martin, G.Paturel*, IAU Circ., 4977, 1990.
3. *L.Bottinelli, L.Gouguenheim, A.M.Le Squeren, M.Dennefeld, J.-M. Martin, G.Paturel*, IAU Circ., 4928, 1989.
4. *J.-M.Martin*, Ph.D. Thesis, Univ. of Paris, 1989.
5. *I.Kazes, I.F.Mirabel, F.Combes*, IAU Circ., 4856, 1989.
6. *L.Staveley-Smith, R.P.Norris, J.M.Chapman, D.A.Allen, J.B.Whiteoak, A.L.Roy*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 258, 725, 1992.
7. *I.Kazes, W.A.Baan*, Astron.Astrophys., 248, L15, 1991.
8. *W.A.Baan, J.Rhoads, K.Fisher, D.A.Altshuler, A.Haschick*, Astrophys.J., 396, L99, 1992.
9. *W.A.Baan, A.Haschick, C.Henkel*, Astron.J., 103, 728, 1992.
10. *W.A.Baan, P.A.D.Wood, A.D.Haschick*, Astrophys.J., 260, L49, 1982.
11. *W.A.Baan, A.D.Haschick*, Astrophys.J., 279, 541, 1984.
12. *R.P.Norris, W.A.Baan, A.D.Haschick, P.J.Diamond, R.S.Booth*, Mon.Notic. Roy.Astron.Soc., 213, 821, 1985.
13. *J.T.Schmelz, W.A.Baan, A.D.Haschick*, Astrophys.J., 321, 225, 1987.
14. *P.J.Diamond, R.P.Norris, W.A.Baan, R.S.Booth*, Astrophys.J., 340, L49, 1989.
15. *J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld, L.Gouguenheim, A.M.Le Squeren*, Astron.Astrophys., 208, 39, 1989.
16. *W.A.Baan, A.D.Haschick*, Astrophys.J., 364, 65, 1990.
17. *J.M.Chapman, L.Staveley-Smith, D.J.Axon, S.W.Unger, R.J.Cohen, A.Pedlar, R.D.Davies*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 244, 281, 1990.
18. *C.Henkel, W.A.Baan, R.Mauersberger*, Astron.Astrophys.Rcv., 3, 47, 1991.
19. *W.A.Baan*, Astrophys.J., 338, 804, 1989.
20. *C.Henkel, T.L.Wilson*, Astron.Astrophys., 229, 431, 1990.
21. *V.V.Burdyuzha, K.A.Vikulov*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 244, 86, 1990.
22. *C.J.Lonsdale, P.J.Diamond, H.E.Smith, C.J.Lonsdale*, Nature, 370, 117, 1994.
23. *J.-M.Martin, L.Bottinelli, L.Gouguenheim, A.M.Le Squeren, E.Gerard, M.Dennefeld*, Annales de Phys., Colloq. No.3, Suppl., 16, 49, 1991.
24. *J.T. Macklin*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 119, 1119, 1982.
25. *F.Verter*, Astrophys.J., 402, 141, 1993.

26. *M.G.Kendall, A.Stuart*, The Advanced Theory of Statistics, vol. 2, Statistical Inference and Statistical Relationship, Griffin, 1967.
27. *M.G.Akritas, J.Siebert*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 278, 919, 1996.
28. *H. Sopp, P. Alexander*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 259, 425, 1992.
29. *S.W.Unger, R.D.Wolstencroft, A.Pedlar, A.Savage, R.G.Clowes, S.K.Leggett, Q.A.Parker*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 236, 425, 1989.
30. *K.I.Kellerman, R.Sramek, M.Schmidt, D.B.Shaffer, R.Green*, Astron.J., 98, 1195, 1989.
31. *J.J.Condon, G.Helou, D.B.Sanders, B.T.Soifer*, Astrophys.J.Suppl.Ser., 73, 359, 1990.
32. *T.Crawford, J.Marr, B.Partridge, M.A.Strauss*, Astrophys.J., 460, 225, 1996.
33. *R.P.Norris, D.A.Allen, P.F.Roche*, Mon. Notic. Roy.Astron.Soc., 234, 773, 1988.
34. *J.J.Condon, D.T.Frayer, J.J.Broderick*, Astron.J., 101, 362, 1991.
35. *W.van Driel, A.C.den Broek, T.de Jong*, Astron.Astrophys.Suppl.Ser., 90, 55, 1991.
36. *J.J.Condon, G.Helou, D.B.Sanders, B.T.Soifer*, Astrophys.J.Suppl.Ser., 103, 81, 1996.
37. *S.A.Eales, C.G.Wynn-Williams, C.A.Beichman*, Astrophys.J., 328, 530, 1988.
38. *J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld, L.Gouguenheim, A.M.Le Squeren*, Astron.Astrophys., 201, L13, 1988.
39. *J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld, L.Gouguenheim, A.M.Le Squeren, G.Paturel*, C.R.Acad.Sci., Paris, T.308, Ser. II, 287, 1989.
40. *Р.А.Кандалян*, Астрофизика, 37, 383, 1994.
41. *J.J.Condon, Z.-P.Huang, Q.E.Yin, T.X.Thuan*, Astrophys.J., 378, 65, 1991.
42. *C.J.Lonsdale, H.E.Smith, C.J.Lonsdale*, Astrophys.J., 405, L9, 1993.
43. *R.Price, N.Duric*, Astrophys.J., 401, 81, 1992.
44. *J.J.Condon, M.L.Anderson, G.Helou*, Astrophys.J., 376, 95, 1991.
45. *A.J.Fitt, P.Alexander, M.J.Cox*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 233, 907, 1988.
46. *N.A.Devereux, S.A.Eales*, Astrophys.J., 340, 708, 1989.
47. *X.Chi, A.W.Wolfendale*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 245, 101, 1990.
48. *M.D.Bica, G.Helou*, Astrophys.J., 362, 59, 1990.
49. *C.Xu, U.Lisenfeld, H.J.Volk, E.Wunderlich*, Astron.Astrophys., 282, 19, 1994.
50. *C.Xu, U.Lisenfeld, H.J.Volk*, Astron.Astrophys., 285, 19, 1994.
51. *H.M.Sopp, P.Alexander*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 251, 14, 1991.
52. *L.Colina, D.Perez-Olea*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 277, 845, 1995.
53. *D.Perez-Olea, L.Colina*, Mon.Notic.Roy.Astron.Soc., 277, 857, 1995.
54. *L.K.Hunt*, Astrophys.J., 370, 511, 1991.

УДК: 524.74

## МОРФОЛОГИЧЕСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ

М.А.КАЗАРЯН

Поступила 11 декабря 1995

Принята к печати 8 мая 1996

Приводятся результаты морфологической классификации 580 галактик с УФ-избытком, вошедших в списки [1-5]. Для этой цели разработана символика, при этом использовались классы E, S и Iг, введенные Хабблом, а также символы, введенные другими авторами и нами. Эта символика позволила осуществить морфологическую классификацию.

Для классификации 141 галактики (более чем 24%) были использованы их прямые снимки, полученные на 2.6-м и 6-м телескопах, а для остальных 439 галактик - карты Паломарского атласа. По условиям классификации эти галактики разделялись на две группы, данные каждой из которых приведены в табл. 1 и 2 соответственно.

Результаты каждой из этих групп, приведенные в табл.3, показывают, что при переходе от ранних классов, например от С и Е к более поздним классам, например к S и Iг, относительное количество галактик, вошедших в группу (табл.1), где классификация проводилась на прямых снимках, увеличивается по сравнению с теми же результатами для галактик, вошедших в другую группу (табл.2).

1. *Введение.* В работах [1-5] приведены списки 580 галактик с УФ-избытком. Для каждой из этих галактик, кроме данных, содержащихся в списках, приводится также морфологическое описание. По морфологическим структурам эти галактики очень разнообразны. Среди них встречаются галактики, имеющие звездообразный, компактный, сферический, эллиптический, спиральный и иррегулярный виды. Многие из них имеют сложную внутреннюю структуру, в них наблюдаются ядра, центральные области, отростки и сгущения. Не мало таких галактик, вокруг которых наблюдается гало или таких, которые составляют между собой пару или тройную систему, или составляют пару с другой галактикой. Примерно одна треть этих галактик являются вероятными членами скоплений.

Цель настоящей работы разработать символы для морфологической классификации галактик, вошедших в [1-5].

2. *Морфологическая классификация.* Так как галактики, вошедшие в списки [1-5], по морфологии очень разнообразны, то для их классификации требуется введение многих символов. Самое большое количество символов было использовано Воронцовым-Вельяминовым [6], при составлении морфологических каталогов галактик оно приближается к тридцати.

Для классификации вышеотмеченных галактик нами были приняты обычные классы, введенные Хабблом, E - эллиптические, S - спиральные и I<sub>r</sub> - иррегулярные, кроме того были приняты следующие обозначения: St - звездобразный, C - компактный, Sph - сферический, L - линзообразный, R - кольцеобразный и типа N, введенный Морганом [7]. Для описания образований, наблюдавшихся внутри галактик, были введены следующие символы: n - ядро, g - центральная область, j - отросток, k - сгущения и h - гало, т.е. для классификации нами были введены всего лишь 14 символов.

Сочетание этих символов позволяет описать морфологические структуры галактик. Например, когда спиральная галактика имеет ядро, то используется обозначение Sn, когда в центре сферической галактики наблюдается ядро - Sph (n), когда в центральной части иррегулярной галактики наблюдается яркая область - I<sub>r</sub>(g), если вокруг компактной галактики наблюдается гало - C+h. Если из компактной галактики отходит отросток - Sj, когда галактика состоит из двух областей, вокруг которых наблюдается гало - g+h или галактика имеет два ядра, вокруг которых наблюдается гало, используется обозначение - nn+h, если отросток не отходит от ядра галактики, а просто находится внутри нее - E+j, когда галактика иррегулярная, в центральной части которой находится яркая область, кроме нее в галактике наблюдается, скажем, три сгущения - I<sub>r</sub>(g)+3k, если галактика имеет ту же самую структуру, но количество сгущений не определено, то используется символика - I<sub>r</sub>(g)+mk.

Если галактика составляет пару с другой галактикой, то рядом с ее классом приводится символ P, скажем Sn, P, если пара не уверенная, то обозначается P? Когда галактика составляет пару с какой-нибудь галактикой, вошедшей в списки [1-5], то рядом с P приводится номер галактики, который она имеет в списках, например компактная галактика №12 составляет пару с галактикой №11, тогда рядом с галактикой №12 отмечается - C, P 11. Когда галактика составляет с двумя другими галактиками, вошедшими в [1-5], триплет, то рядом с морфологическим классом галактики приводится символ T с номерами галактики, которые они имеют в списках, например, эллиптическая галактика №197 составляет триплет с галактиками №195 и №196, это отмечается - E, T 195, 196.

Результаты морфологической классификации галактик, полученные по этому принципу, приведены в табл. 1 и 2. В них приведены номера галактик, которые они имеют в списках [1-5], рядом с номером каждой галактики приведен ее морфологический класс.

Морфологическая классификация для 141 галактики, данные о которых приведены в табл. 1, проводилась на прямых снимках, полученных нами для них в фотографических лучах на 2.6-м телескопе Бюраканской

Таблица 1

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ КЛАССЫ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ,  
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО СНИМКАМ, ПОЛУЧЕННЫМ  
НА 2,6-м И 6-м ТЕЛЕСКОПАХ

№ ГАЛАКТИКИ	Морфологический класс	№ ГАЛАКТИКИ	Морфологический класс	№ ГАЛАКТИКИ	Морфологический класс	№ ГАЛАКТИКИ	Морфологический класс
1	2	1	2	1	2	1	2
1	S <sub>r</sub>	45	Sph(n)	123	I <sub>r</sub> (r)	199	C+h, P198
2	I <sub>r</sub> +mk	47	C+h	126	E+h	200	E <sub>r</sub>
3	Sph(n)	49	S <sub>a</sub>	131	S	204	Sph
4	Sph(n)	50	C+h	132	Sph, P131	205	S <sub>a</sub>
5	I <sub>r</sub> +mj	55	E	135	I <sub>r</sub>	207	Sph(n)
6	R <sub>r</sub>	56	L <sub>r</sub>	136	S, P135	208	E
7	E	62	E <sub>r</sub>	139	S+mk, P460	209	I <sub>r</sub> +6k
8	I <sub>r</sub> +mk	63	I <sub>r</sub> +k	144	I <sub>r</sub>	210	I <sub>r</sub> +mk
9	I <sub>r</sub> +k	64	C	147	I <sub>r</sub> +mk	211	L
10	S <sub>a</sub>	65	S <sub>a</sub> +k	148	I <sub>r</sub>	212	I <sub>r</sub> +mk
11	C	66	S <sub>a</sub> +mk, P65	149	C+h	213	St(j)
12	C, P11	69	L <sub>r</sub>	150	E <sub>a</sub>	214	rr+k
13	nn+h	70	S <sub>a</sub> +mk	151	L <sub>a</sub>	215	C+h
16	I <sub>r</sub> +2k	72	I <sub>r</sub> +3k	153	S <sub>a</sub>	216	I <sub>r</sub> +6k
17	L	73	S <sub>a</sub>	154	Sph+h	217	L
18	I <sub>r</sub> (r)	74	S <sub>a</sub>	155	R <sub>a</sub>	220	S <sub>a</sub>
19	Sn	75	S <sub>r</sub> +mk	157	E <sub>a</sub>	221	E <sub>r</sub>
20	I <sub>r</sub>	79	C+h	158	L <sub>r</sub>	223	E <sub>r</sub>
21	E	80	S	159	S <sub>a</sub>	227	S <sub>a</sub>
22	I <sub>r</sub> +2k	92	S <sub>a</sub> +mk	162	E	228	S <sub>a</sub>
23	E <sub>a</sub> +mk	95	I <sub>r</sub> +mk	163	C+h, P	232	E
26	S <sub>a</sub>	96	S <sub>r</sub>	169	E <sub>r</sub>	233	E
27	Sph(r)	99	C+h	170	I <sub>r</sub> +k, P169	234	C+h
28	S <sub>a</sub> , T27, 29	101	I <sub>r</sub>	171	St	235	rr
29	Sph+2k	102	St	176	S <sub>a</sub>	237	L
31	E	104	E	179	I <sub>r</sub> +2k	238	N
32	rr	107	E	180	Sph(r)	239	L <sub>r</sub>
33	C	108	S	183	I <sub>r</sub> +mk	240	I <sub>r</sub>
34	L	109	E	184	I <sub>r</sub>	241	Sph(r)+k
35	S <sub>a</sub>	110	rr	192	Sph	300	S <sub>a</sub>
38	Sph(n)	112	Sph	193	Sph+h	315	C+h
39	L <sub>a</sub> , P38	115	L+k	195	Sph	316	C
40	Sph(n)	118	Sph, P117	196	L <sub>r</sub>	346	S <sub>a</sub> +mk
42	S	119	L	197	E, T195, 196	347	Sph, T346, 348
44	Sph	122	E	198	I <sub>r</sub> +4j	348	S <sub>a</sub>
						460	S+mk

МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ КЛАССЫ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗЫТКОМ,  
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО КАРТАМ ПАЛОМАРСКОГО АТЛАСА

№ галактики	Морфологический класс						
1	2	1	2	1	2	1	2
14	E	124	Sph	230	C, P?	291	Sph
15	Sph	125	E	231	Ln	292	Sph
24	En	127	Sph(r)	236	Sph	293	I <sub>1</sub>
25	L	128	Sph	242	E+h	294	S <sub>1</sub>
30	Sph(r)	129	Sph+mk	243	E+h	295	C
36	E	130	S	244	E	296	Sph+h
37	E	133	I <sub>1</sub> +mk	245	C	297	S <sub>1</sub>
41	S	134	E	246	C	298	Sph
43	Sn	137	Sph	247	I <sub>1</sub> (r)	299	E+h
46	Ln	138	L	248	E+h	301	Sph
48	Ln	140	Sl	249	Cj	302	St+h
51	Sph	141	L+mk	250	E	303	Sph
52	S <sub>1</sub>	142	E <sub>1</sub>	251	E <sub>1</sub>	304	C
53	L <sub>1</sub>	143	I <sub>1</sub> +k	252	E	305	E+h
54	E <sub>1</sub>	145	St+h	253	E	306	Sph
57	L <sub>1</sub>	146	S+mk	254	L	307	S <sub>1</sub>
58	L <sub>1</sub>	152	Sph	255	E+j	308	E+h
59	E	156	S <sub>1</sub>	256	Sph	309	E
60	E	160	S <sub>1</sub>	257	E	310	E
61	E	161	E	258	I <sub>1</sub> +j	311	E <sub>1</sub>
67	L	164	E	259	S	312	E+j
68	L <sub>1</sub>	165	E	260	Ln	313	E+h
71	I <sub>1</sub>	166	Sph+h	261	E	314	E+h
76	S <sub>1</sub>	167	E	262	Sph	317	Sph+h
77	L <sub>1</sub>	168	E	263	E	318	Sph+h+2k
78	Sph+h	172	S	264	E+2k	319	E
81	Sph+h	173	St	265	C	320	C
82	E	174	E	266	Sph	321	Sph
83	C	175	Sph+h	267	nn+h	322	E+j
84	E	177	E	268	π	323	Sph+j
85	Sph=h	178	E	269	C	324	E+h
86	E	181	E	270	E+2k	325	C+h
87	S <sub>1</sub>	182	E <sub>1</sub>	271	E	326	I <sub>1</sub>
88	S+mk	185	S <sub>1</sub>	272	E	327	C+h
89	L	186	I <sub>1</sub>	273	Sph	328	E
90	Sph+h	187	E <sub>1</sub> +h	274	Sph+h	329	Sph
91	E+h	188	N	275	C+h	330	Sph+h
93	I <sub>1</sub> +mk	189	St	276	L	331	Sph+h
94	E	190	I <sub>1</sub>	277	E+h	332	E+h
97	C	191	St	278	E+h	333	Sph
98	E+j	194	S	279	I <sub>1</sub>	334	C+h
100	Sph	201	L	280	E	335	E+j
103	L	202	Sph+h	281	E+h+mk	336	I <sub>1</sub>
105	I <sub>1</sub> (j)	203	I <sub>1</sub> (r)	282	E	337	Sph
106	E	206	C+h	283	S	338	L <sub>1</sub>
111	S <sub>1</sub>	218	E	284	E	339	L <sub>1</sub>
113	π	219	Sph+mk	285	E	340	Sph
114	E	222	E	286	C	341	St+h
116	E	224	E <sub>1</sub>	287	E <sub>1</sub>	342	Sph
117	E <sub>1</sub>	225	E <sub>1</sub>	288	Sph+j	343	Sph
120	S+k	226	E	289	E+h	344	Sph
121	L+k	229	S	290	I <sub>1</sub>	345	E

Таблица 2 (продолжение)

1	2	1	2	1	2	1	2
349	E	407	E+h, P406	466	St+h	524	S
350	E	408	C+h	467	Sph+h	525	C
351	Sph+j	409	I, (r)	468	C, P467	526	I, S <sub>1</sub>
352	Sph+j	410	E+mk	469	St	527	S <sub>1</sub>
353	Sph+h	411	C <sub>1</sub>	470	E	528	I, E <sub>1</sub>
354	Sph+h	412	E <sub>1</sub>	471	E <sub>1</sub>	529	E <sub>1</sub>
355	C	413	C <sub>1</sub>	472	E+h	530	rr
356	Sph	414	E+h+mk	473	E	531	St
357	Sph, P356	415	L	474	St+h	532	Sph
358	L	416	Sph+k	475	E	533	C+h
359	St	417	E+j	476	E	534	E <sub>1</sub>
360	Cj	418	S <sub>1</sub>	477	E+h	535	Sph+h
361	Sph	419	St	478	Sph(n)	536	St+h
362	E	420	L <sub>1</sub>	479	S <sub>1</sub> +k	537	S
363	E	421	E	480	C+h	538	Sr
364	E, P363	422	I <sub>1</sub> +5k	481	Sph(n)	539	Sph(r)
365	E	423	C+h	482	Sph	540	E
366	St	424	L	483	S	541	E+h
367	Sph	425	C+h	484	E+h	542	S
368	L	426	L	485	I <sub>1</sub> +k	543	E
369	E+j	427	E	486	S+k	544	S
370	E	428	E	487	S <sub>1</sub>	545	I <sub>1</sub> +mk
371	E	429	E	488	Sph(r)	546	I <sub>1</sub>
372	E, P371	430	E	489	Sph(n)	547	C
373	C	431	E	490	S <sub>1</sub>	548	Sph
374	C	432	E+h	491	E <sub>1</sub>	549	C
375	Sph	433	L+h	492	Sph	550	C+h
376	C+h	434	S <sub>1</sub> +k	493	Sph(r)	551	E
377	S <sub>1</sub>	435	E+h	494	E	552	C
378	E <sub>1</sub>	436	Sph+h	495	S <sub>1</sub>	553	Lr
379	E	437	E	496	S	554	E
380	L	438	E	497	Sph	555	C
381	E	439	Sph(n)	498	C	556	I <sub>1</sub>
382	I <sub>1</sub> +2k	440	Sph, P?	499	C	557	Er
383	St	441	E	500	E	558	Lr
384	L	442	C	501	S <sub>1</sub>	559	Cj
385	E	443	E	502	E <sub>1</sub>	560	E
386	I <sub>1</sub> +2k, P?	444	L+h	503	E <sub>1</sub>	561	C
387	E	445	Sph(n)	504	E <sub>1</sub>	562	E
388	C	446	I <sub>1</sub> +k	505	E <sub>1</sub>	563	Sph
389	E	447	St	506	Sph(r)	564	C
390	L	448	rr	507	E	565	E
391	Cj	449	E	508	E	566	E
392	E+k	450	E+h	509	E+h	567	C
393	E	451	C <sub>1</sub>	510	E+h	568	S
394	C, P?	452	St	511	Sph, T?	569	E+h
395	C	453	C <sub>1</sub> , P452	512	St	570	St+h, P?
396	rr	454	C+h	513	S <sub>1</sub>	571	C
397	E	455	I, (r)	514	I <sub>1</sub> +k	572	Sph
398	C+h	456	E+h	515	C+h	573	St
399	L	457	rr	516	Sph	574	E+j
400	E	458	E	517	E	575	St+h
401	C	459	Sph+4k	518	E	576	Er
402	S <sub>1</sub> , P401	461	Sph(n)	519	C	577	Lr
403	C	462	E+k	520	E	578	L
404	Sph+4k	463	C+h	521	C	579	Sph
405	C+h	464	E	522	C	580	Sph
406	Sph(n)	465	E	523	E, P?		

обсерватории (масштаб  $1\text{мм}\approx 20''$ ) и на 6-м телескопе САО РАН (масштаб  $1\text{мм}\approx 8''.6$ ). Для галактики №№ 5, 27, 28, 29, 34, 35, 47, 70-73, 122, 139, 176, 184, 198, 199 и 460 прямые снимки получены на 6-м телескопе, а для №№ 5, 27-29, 34, 176, 184, 198 и 199 - на обоих телескопах, т.е. на 2.6-м телескопе были получены прямые снимки для 141 галактики. Морфологические классы для остальных 439 галактик были определены на картах Паломарского атласа, их данные приведены в табл.2.

Естественно, что морфологические классы, определенные при помощи прямых снимков, полученных на 2.6-м и 6-м телескопах, более точны, чем классы определенные при помощи карт Паломарского атласа.

Таким образом для всех 580 новых галактик с УФ-избытком, вошедших в списки [1-5], были определены морфологические классы.

Подробное морфологическое исследование галактик, в том числе и галактик с УФ-избытком, выполненные во многих работах, показывают, что снимки, полученные для них с большим масштабом часто не подтверждают указанные в ранних работах или каталогах их морфологические классы.

Например в работе [8] изучена галактика NGC 6306, которая согласно Кинану [9] имеет морфологический класс S, в действительности она является иррегулярной галактикой. В [8] приводится ее фотография, которая подтверждает этот вывод. Морфологическое исследование галактики №198, из списка [2], показывает, что она также является иррегулярной галактикой, которая хорошо видна из фотографии, приведенной в работе [10]. С другой стороны для нее в каталоге [11] указывается класс SBc, причем этот класс авторы каталога определили на картах Паломарского атласа.

В работе [12] проводятся морфологические исследования для 43 галактик с УФ-избытком, взятых из списков [1-3]. Их морфологические классы определялись на снимках, полученных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Результаты показывают, что у многих из них морфологические классы, определенные по этим снимкам и по картам Паломарского атласа, отличаются друг от друга. В работе [12] приводятся фотографии этих галактик.

Как было отмечено выше морфологические классы, приведенные в табл. 1 и 2, определены по прямым снимкам, полученным на 2.6-м и 6-м телескопах и по картам Паломарского атласа, соответственно. Причем снимки в подавляющем большинстве галактик получены на 2.6-м телескопе. Таким образом, по условиям классификации эти галактики разделялись на две группы.

В табл. 3 приводятся распределения морфологических классов для каждой из этих групп в отдельности. Общие морфологические классы галактик приводятся без внутренних структур, т.е. не отмечаются наблю-

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ КЛАССОВ ГАЛАКТИК,  
ОПРЕДЕЛЕННЫХ ПО КАРТАМ ПАЛОМАРСКОГО АТЛАСА  
И ПО ПРЯМЫМ СПИСКАМ, ПОЛУЧЕННЫМ  
НА 2.6-м И 6-м ТЕЛЕСКОПАХ

Морфологические классы	Паломарские карты		Снимки 2.6-м и 6-м телескопов	
	количество	относительное количество(%)	количество	относительное количество(%)
St	22	5.0	3	2.1
C	60	13.7	15	10.6
Sph	83	18.9	20	14.2
E	160	36.4	22	15.6
L	37	8.4	14	9.9
S	42	9.6	32	22.7
I <sub>r</sub>	27	6.2	27	19.2
N	1	0.2	1	0.7
R	0	0	2	1.4
пп	1	0.2	1	0.7
пг	6	1.4	4	2.9

давшиеся в них ядра, центральные области, сгущения, отростки и гало. Данные, приведенные в табл.3, показывают, что при переходе от ранних классов, например, от C и E к более поздним классам, например к классам S и I<sub>r</sub>, относительное количество галактик, вошедших в группу (табл. 1), где классификация проводилась на прямых снимках - увеличивается по сравнению с теми же результатами, для галактик, вошедших в другую группу (табл. 2).

Этот результат естественен, так как при увеличении масштабов снимков выявляются новые детали, в том числе рукава и другие образования. При меньших масштабах многие из этих образований сливаются с центральными областями галактик, превратив их в более компактные объекты. Например галактика №35 из первого списка [1] на картах Паломарского атласа имеет компактный вид. Ее снимок, полученный на 6-м телескопе, показывает два хорошо выраженных рукава, т.е. она спиральная. В пользу этого вывода говорят также результаты классов N, R, пг и пп. Хотя и их количество очень мало, но бросается в глаза, что в выборке галактик, морфологические классы которых были определены на снимках (табл. 1), полученных на вышеотмеченных телескопах, эти классы вместе составляют примерно 5.7%, а в выборке галактик, классы

которых были определены на картах Паломарского атласа (табл. 2), они составляют всего лишь 1.8%, т.е. примерно в 3.2 раза меньше, чем в первой группе. Этот результат действительно говорит о том, что на снимках, полученных на вышеотмеченных телескопах, выявляются кольца двойные ядра и отдельные области, а также другие детали.

Известно, что большинство из линзообразных галактик являются спиральными галактиками наблюдавшимися с ребра, особенно те, которые в центральных частях имеют ядра или яркие области.

Важным результатом является также то, что примерно 40% галактик, приведенных в табл. 1 и 2, обладают либо ядрами, либо центральными яркими областями или целиком являются звездообразными и компактными объектами, угловые размеры которых не превосходят 10".

3. *Заключение.* Одной из важнейших особенностей галактик, в том числе и галактик с УФ - избытком, являются их морфологические классы. Без этой характеристики трудно решать многие вопросы касающиеся их эволюции и развития. Выявление внутренней структуры для каждой галактики, в свою очередь, позволяет судить о ее физической особенности. Наличие ядра в галактике уже позволяет думать о его активности, существование в ней сгущения говорит о наличии в ней III области и т.д. Такие суждения естественны, в особенности, для галактик с УФ - избытком.

Все же для точного определения морфологических классов галактик, приведенных в табл. 2, желательнее изучать их на телескопах, имеющих большие масштабы, в частности на 2.6-м и 6-м телескопах.

Так что преодолеть трудности выполнения морфологической классификации галактик с УФ - избытком и определить точность классов является очень важной задачей. В настоящей работе проделана трудная работа для решения этой задачи, определены морфологические классы 580 галактик с УФ - избытком.

Более чем для 24% этих галактик, морфологические классы были определены на снимках, полученных на 2.6-м и 6-м телескопах, по всей вероятности, морфологические классы этих галактик найдены точно. Среди галактик, морфологические классы которых были определены на картах Паломарского атласа, не мало таких, у которых были точно определены морфологические классы. По нашему мнению они составляют значительную часть этой группы.

THE MORPHOLOGICAL CLASSIFICATION  
OF THE NEW GALAXIES WITH UV EXCESS

M.A.KAZARIAN

The results of the morphological classification of 580 galaxies with UV-excess, including in the lists [1-5] are presented. For this purpose it was elaborated the symbols by containing the Hubble classes E, S and I, and the symbols, which are introduced by other authors and by me. The combinations of these symbols permit us to obtain the morphological classes for each galaxy from lists [1-5]. For classification 141 galaxies (more than 24%) the photographs have been used, which were observed in the prime focus of the 2-6-m and 6-m telescopes. For the others 439 galaxies the maps of Palomar atlas. The condition of the classification was so that these galaxies were separated on two groups, the data each of them are presented in Tables 1 and 2 respectively. The results for each group, which are presented in the Table 3, are shown that, when we go from early classes, for example from C and E, to the late classes, for example to the S and I, the relative quantity in the group (Table 1), which classes are obtained by above-mention photographs are increase comparing with such results of the galaxies including in the another group (Table 2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 15, 193, 1979.
3. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 16, 17, 1980.
4. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 18, 512, 1982.
5. *М.А.Казарян*, *Э.С.Казарян*, *Астрофизика*, 19, 213, 1983.
6. *Б.А.Воронцов-Вельяминов*, *А.А.Краснагорская*, *В.П.Архипова*, *Морфологический каталог галактик*, Изд. МГУ, т.1, 1962.
7. *W.Morgan*, *Publ.Astron.Soc.Pacific*, 71, 394, 1959.
8. *М.А.Казарян*, *Э.Е.Хачикян*, *Астрофизика*, 13, 415, 1977.
9. *Р.С.Кеепан*, *Astrophys.J.*, 85, 325, 1937.
10. *М.А.Казарян*, *Астрофизика*, 20, 35, 1984.
11. *F.Zwicky*, *A.Zwicky*, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-eruptive Galaxies*, Zurich, 1971.
12. *А.А.Егуизарян*, *Астрофизика*, 19, 631, 1983.

УДК: 52-84

## О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ДИСКОВ В ДВУМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ

А.М.ФРИДМАН, О.В.ХОРУЖИЙ

Поступила 25 марта 1996

Принята к печати 20 апреля 1996

Выведена замкнутая система двумерных уравнений, описывающих динамику вращающихся газовых гравитирующих дисков. Для баротропных дисков она является интегро-дифференциальной, а для политропных - дифференциальной. Как для баротропных, так и для политропных дисков, эти уравнения отличаются как от используемых в литературе динамических уравнений для астрофизических дисков, так и от традиционных уравнений двумерной гидродинамики. Получены достаточные условия, при выполнении которых можно описывать динамику диска в двумерной постановке. Первое условие отражает приближение тонкого диска. Второе условие накладывает ограничение на характерные времена процессов, изучаемых в двумерной постановке. В большинстве случаев это условие приводит к ограничению характерной частоты процесса частотой обращения диска.

1. *Введение.* Естественно ожидать, что динамику тонких дисков можно описывать, используя только двумерные (зависящие от координат в плоскости диска) функции, как то: поверхностная плотность, двумерное поле скоростей, гравитационный потенциал в плоскости диска и т.п. Динамические уравнения именно для таких функций широко используются в астрофизической литературе.

Столь же естественно ожидать, что подобное описание справедливо лишь при выполнении ряда условий, а уравнения должны выводиться в рамках этих приближений из общих трехмерных уравнений газодинамики. Однако, насколько нам известно, к настоящему времени отсутствуют как вывод соответствующих уравнений, так и понимание условий их применимости.

В настоящей статье мы выводим замкнутую систему двумерных динамических уравнений тонкого диска для двух предельных случаев: диск в доминирующем внешнем гравитационном поле и чисто самогравитирующий диск. В обоих случаях считается, что вещество диска следует баротропному уравнению состояния  $P=P(\rho)$ . Вопрос о возможности получения замкнутой системы в случае уравнения состояния общего вида  $P=P(\rho, S)$  остается открытым.

В случае баротропного уравнения состояния общего вида  $P=P(\rho)$  система уравнений оказывается интегро-дифференциальной, включая динамические дифференциальные уравнения и интегральное уравнение состояния (типа квадратуры). В частном случае политропного уравнения

состояния  $P = \rho v^2$  интегральное уравнение состояния для двумерных функций сводится к алгебраическому и система уравнений оказывается близкой по виду к ранее использованному. Однако имеются существенные отличия.

Во-первых, динамические уравнения отличаются от ранее предложенных наличием дополнительных членов или (в случае самогравитирующего диска) значением входящих в них констант.

Во-вторых, условия применимости уравнений этого типа (двумерных) включают ограничение снизу не только на характерный масштаб в плоскости диска ( $L \gg h$ ,  $h$  - полутолщина диска), что естественно понимать как приближение тонкого диска, но и на характерное время процесса ( $T^2 \gg h^2/c^2$ ), что ранее не принималось во внимание. В общем случае это условие приводит к ограничению характерной частоты процесса сверху частотой обращения диска ( $\omega^2 \ll \Omega^2$ ).

## 2. Исходные уравнения для "объемных" функций.

### 2.1. Исходные динамические уравнения

$$\hat{L}_1 v_r + \frac{v_\phi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\hat{L}_1 v_\phi + \frac{v_r v_\phi}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi}, \quad (2)$$

$$\hat{L}_1 v_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_\phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) = 0. \quad (4)$$

Здесь все обозначения - стандартные [1]:  $\rho$ ,  $P$  - объемные плотность и давление;  $\Phi$  - гравитационный потенциал;  $v_r$ ,  $v_\phi$ ,  $v_z$  - радиальная, азимутальная и параллельная оси вращения компоненты скорости.

Оператор  $\hat{L}_1$  есть:

$$\hat{L}_1 = \frac{\partial}{\partial t} + v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} + v_z \frac{\partial}{\partial z}. \quad (5)$$

Если диск находится во внешнем гравитационном поле, по сравнению с которым собственное гравитационное поле пренебрежимо мало, функция  $\Phi$  - задана. В противоположном предельном случае гравитационный потенциал определяется плотностью диска из уравнения Пуассона:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G \rho. \quad (6)$$

2.2. Уравнение состояния. Для пяти (шести) неизвестных функций:

$$v_r, v_\varphi, v_z, \rho, P, (\Phi) \quad (7)$$

написано четыре (пять) уравнения. Недостающее для замыкания системы пятое (шестое) уравнение - уравнение состояния - можно записать по-разному в зависимости от того, какие из термодинамических функций непосредственно измеряются. Если измеряются плотность и температура, то уравнение состояния можно записать так:

$$P = P(\rho, T). \quad (8)$$

Если же кроме измерений плотности у нас имеются определенные представления о функции энтропии в диске, так что мы можем определить давление в виде:

$$P = P(\rho, S). \quad (9)$$

то (8) и (9) можно рассматривать как две общего вида записи уравнения состояния.

Пусть исследуемый нами процесс - "медленный", т.е. характеризуется временем много большим времени теплопередачи. Это значит, что за характерное время нашего процесса любые возникающие возмущения профиля температуры будут успевать релаксировать. Следовательно этот процесс можно рассматривать как *изотермический*, т.е. в любой пространственной точке  $T = T_0 = \text{const}$ . Для такого процесса вместо (8) имеем:

$$P = P(\rho, T_0) = P(\rho). \quad (10)$$

В противоположном предельном случае "быстрого" процесса (по сравнению с процессом теплопереноса) последний можно считать *адиабатическим* (например, звуковая волна) в силу нехватки времени для обмена теплом двух соседних областей:  $S = S_0 = \text{const}$ . Для такого процесса вместо (9) имеем:

$$P = P(\rho, S_0) = P(\rho). \quad (11)$$

Таким образом, в обоих предельных случаях "медленного" и "быстрого" процессов мы имеем дело с *баротропным* уравнением состояния.

3. Вывод основных динамических уравнений для "плоских" функций. Этот вывод мы сделаем аналогично выводу уравнений теории мелкой воды [2].-

3.1. Оценки членов исходных уравнений по порядку величины. Для функций (7) и их производных введем "порядки величин":

$$\begin{aligned} |v_r| \sim U, \quad |v_\varphi| \sim V, \quad |v_z| \sim W, \quad |\rho| \sim \rho, \quad |P| \sim P, \quad |\Phi| \sim \Phi, \\ \left| \frac{\partial}{\partial r} \right| \sim L^{-1}, \quad \left| \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right| \sim \zeta^{-1}, \quad \left| \frac{\partial}{\partial z} \right| \sim D^{-1}, \quad \left| \frac{\partial}{\partial t} \right| \sim T^{-1}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь мы ввели 3 характерных масштаба длины:  $L$  - вдоль радиуса  $r$  (масштаб радиальных возмущений);  $\zeta$  - вдоль азимута  $\varphi$  (масштаб азимутальных возмущений);  $D$  - вдоль оси вращения  $z$  (характерная толщина диска) и временной масштаб  $T$  (характерное время процесса). Подставляя (12) в уравнение непрерывности (4), находим по порядку величины

$$W \leq (DT^{-1}, \varepsilon_1 U, \varepsilon_2 V)_{\max}, \quad (13)$$

где берется максимальный из членов в круглых скобках (заметим, что слагаемые в уравнении (4) могут частично сокращаться). Введенные безразмерные параметры  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  определяются соотношениями

$$\varepsilon_1 = DL^{-1}, \quad \varepsilon_2 = D\zeta^{-1}. \quad (14)$$

Подставляя (12) в уравнения (1) и (2) и опуская члены, содержащие производные по  $z$ , по причине, которая станет ясной в дальнейшем, находим по порядку величины

$$\frac{P}{\rho} \sim \left( \frac{L}{T} U, U^2, \frac{L}{\zeta} UV, \frac{L}{R} V^2, \Phi, \Phi \frac{L}{R}, \frac{\zeta}{T} V, \frac{\zeta}{L} UV, V^2, \frac{\zeta}{R} UV \right)_{\max}. \quad (15)$$

Стоящие в круглых скобках безразмерные параметры  $L/R$ ,  $\zeta/R$ ,  $L/\zeta$  возникают из-за различия в масштабах изменения давления и других функций (потенциала и скоростей). Используя (12), определяем отношение  $P/\rho$  по порядку величины из уравнения (3):

$$\frac{P}{\rho} \sim \left( \frac{D}{T} W, \varepsilon_1 UW, \varepsilon_2 VW, W^2, \Phi \right)_{\max}. \quad (16)$$

Найдем условия, при которых все члены в круглых скобках, за исключением последнего, оказываются много меньше величины  $P/\rho$ , определяемой из соотношения (15). Для получения этих условий подставим в (16) вместо  $W$  последовательно его выражения из (13).

Подстановка  $W \sim DT^{-1}$  приводит к следующей оценке:

$$\frac{P}{\rho} \sim \left( \frac{D^2}{T^2}, \varepsilon_1 \frac{D}{T} U, \varepsilon_2 \frac{D}{T} V, \Phi \right)_{\max}. \quad (17)$$

Взяв отношения второго слагаемого из (17) к первому слагаемому из (15) и третьего слагаемого из (17) к седьмому слагаемому из (15), получаем

$$\frac{\varepsilon_1 DT^{-1} U}{LT^{-1} U} = \varepsilon_1^2, \quad \frac{\varepsilon_2 DT^{-1} V}{\zeta T^{-1} V} = \varepsilon_2^2. \quad (18)$$

Таким образом, при условиях

$$\varepsilon_1 \ll 1, \quad \varepsilon_2 \ll 1 \quad (19)$$

вторым и третьим слагаемыми в левой части уравнения движения (3)

можно пренебречь. Нравенства (19) определяют приближение "тонкого" диска.

Условие пренебрежения первым слагаемым в (17) есть  $D^2/T^2 \ll P/\rho$ . Величина, стоящая справа по порядку величины, равна скорости звука  $P/\rho \sim c^2$ . В результате получаем ограничение снизу на характерное время процесса:

$$T^2 \gg D^2/c^2. \quad (20)$$

Если условия (19) означают малость толщины диска по сравнению с "горизонтальными" масштабами возмущений, то условие (20) - медленность рассматриваемых процессов по сравнению со временем установления давления по толщине диска. Подробнее на анализе этого условия мы остановимся в разделе 3.3.

Итак, при выполнении условий (19) и (20) в уравнении (3) остаются только два слагаемых

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = - \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (21)$$

В таком виде оно представляет собой не что иное, как условие гидростатического равновесия по  $z$ -координате. Ясно, что в отсутствие быстрых движений вдоль оси  $Oz$  сила притяжения к плоскости  $z=0$  может компенсироваться лишь градиентом давления вдоль  $Oz$ .

Подставим теперь в правую часть (15) вместо  $W$  второе его значение из (13):  $W \sim \varepsilon_1 U$ . Тогда получаем:

$$\frac{P}{\rho} \sim \left( \varepsilon_1 \frac{D}{T} U, \varepsilon_1^2 U^2, \varepsilon_1 \varepsilon_2 UV, \Phi \right)_{\max}. \quad (22)$$

Взяв отношение первых трех слагаемых в круглых скобках (22), соответственно, к первым трем слагаемым в круглых скобках (15), получим:

$$\frac{\varepsilon_1 DT^{-1}U}{LT^{-1}U} = \varepsilon_2, \quad \frac{\varepsilon_1^2 U^2}{U^2} = \varepsilon_1^2, \quad \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 UV}{L \zeta^{-1} UV} = \varepsilon_1^2. \quad (23)$$

Если вместо третьего слагаемого в круглых скобках (15) использовать восьмое и последнее, получим:

$$\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 UV}{L^{-1} \zeta UV} = \varepsilon_2^2, \quad \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 UV}{\zeta R^{-1} UV} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 R \zeta^{-1}. \quad (24)$$

Отсюда следует, что при условиях (19) и неравенстве:

$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 R \zeta^{-1} = \varepsilon_2^2 RL^{-1} \ll 1, \quad (25)$$

из уравнения (3) мы вновь получаем равенство (21).

Наконец, подставив в правую часть (16) вместо  $W$  его последнее значение из (13):  $W \sim \varepsilon_1 U$ , получаем:

$$\frac{P}{\rho} \sim \left( \varepsilon_2 \frac{D}{T} U, \varepsilon_1 \varepsilon_2 UV, \varepsilon_2^2 V^2, \Phi \right)_{\max}. \quad (26)$$

Второе слагаемое справа в (26) мы уже рассмотрели при анализе (22). Взяв отношения первого и третьего слагаемых в круглых скобках (26), соответственно, к седьмому и четвертому или десятому слагаемым в круглых скобках (15), получим:

$$\frac{\varepsilon_2 DT^{-1}V}{\zeta T^{-1}V} = \varepsilon_2^2, \quad \frac{\varepsilon_2^2 V^2}{LR^{-1}V^2} = \varepsilon_2^2 RL^{-1}, \quad \frac{\varepsilon_2^2 V^2}{V^2} = \varepsilon_2^2. \quad (27)$$

Отсюда мы приходим опять к условиям (19) и (25). Так как всегда  $R/L > 1$ , то вместо неравенств (19) и (25) мы в дальнейшем будем использовать условия:

$$\varepsilon_1^2 \ll 1, \quad \varepsilon_2^2 RL^{-1} \ll 1. \quad (28)$$

Итак, уравнение (3) сводится к равенству (21) при выполнении условий (28) и дополнительного условия (20).

*3.2. Два предельных случая астрофизических дисков.* В настоящей работе мы подробно исследуем два предельных случая тонких астрофизических дисков: диск в доминирующем внешнем гравитационном поле и "чисто" самогравитирующий диск. Под первым мы будем понимать случай, когда можно пренебречь силой собственного гравитационного поля диска вдоль оси вращения, по сравнению с силой давления. Под вторым - случай, когда вертикальная (вдоль оси вращения) структура диска определяется балансом сил давления и гравитации самого диска.

Последний случай требует дополнительных пояснений. Пусть внешнее гравитационное поле отсутствует, т.е. кривая вращения диска определяется его собственным гравитационным полем. Для линеаризованных уравнений условия (28) означают  $(kh)^2 \ll 1$ , где  $h$  - полутолщина диска,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  - длина волны возмущений. Чтобы это условие могло быть выполнено хотя бы для самых длинноволновых возмущений с длиной волны порядка радиуса диска ( $\lambda \sim R$ ), необходимо выполнение равенства  $(R/h)^2 \gg (2\pi)^2$ . Покажем, что в этом случае диск будет сильно неустойчивым, так что характерное время развития возмущений будет много меньше одного оборота диска.

Действительно, рассмотрим для простоты вращающийся с постоянной скоростью  $\Omega_0 = \text{const}$  самогравитирующий диск с характерной полутолщиной  $h$  и радиусом  $R$ . Из условия равновесия такого диска нетрудно вычислить поверхностную плотность как функцию радиуса  $\sigma_0(r) = \sigma_0(0) \cdot (1 - r^2/R^2)^{1/2}$  и зависимость угловой скорости вращения от радиуса диска и значения поверхностной плотности в его центре [3]

$$\Omega_0^2 = \frac{\pi^2 G \sigma_0(0)}{2R}. \quad (29)$$

Дисперсионное уравнение, описывающее частоту малых колебаний  $\omega$  такого диска как функцию радиального волнового числа  $k$  имеет вид:

$$\omega^2 = 4\Omega_0^2 - 2\pi G \sigma_0 |k| + k^2 c^2. \quad (30)$$

В точке минимума дисперсионной кривой  $k=k_0 = \pi G \sigma_0 / c^2$ , определяемой из равенства  $\partial\omega^2/\partial k=0$ , оно сводится к

$$\omega^2 = 4\Omega_0^2 - (\pi G \sigma_0 / c)^2. \quad (31)$$

Пусть рассматриваемый диск является изотермическим ( $\gamma_r=1$ ). Из условия равновесия вдоль оси вращения имеем зависимость между полутолщиной диска  $h$  и объемной плотностью в плоскости симметрии диска  $\rho_0(z=0)$  [4]:

$$h = \frac{c}{(2\pi G \rho_0(z=0))^{1/2}} \approx \frac{c^2}{\pi G \sigma_0}. \quad (32)$$

Здесь мы использовали связь между  $\sigma_0$  и  $\rho_0(z=0)$  для изотермического диска -  $\sigma_0 = 2\rho_0(z=0)h$ , которую легко получить, зная профиль плотности вдоль оси вращения  $\rho_0(z) = \rho_0(z=0)ch^{-2}(z/h)$ .

С учетом выражения для полутолщины диска значение квадрата частоты в точке  $k_0$  есть

$$\omega^2 = 4\Omega_0^2 \left(1 - \frac{R}{2\pi h}\right), \quad (33)$$

откуда следует условие неустойчивости

$$R/h > 2\pi. \quad (34)$$

Таким образом, условие выполнения неравенств (28) хотя бы для самых длинноволновых возмущений соответствует условию сильной неустойчивости диска,  $R/h \gg 2\pi$ . В этом случае в газовом самогравитирующем диске уже в течение части оборота будут возникать структуры, в результате чего диск будет "греться" и его толщина будет расти до тех пор, пока система не окажется на границе устойчивости. Следовательно, при условии  $R/h \gg 2\pi$  понятие исходного стационарного самогравитирующего диска можно считать отсутствующим.

Легко убедиться, что полученное выше ограничение на  $R/h$ , необходимое для устойчивости диска, слабо зависит от уравнения состояния, т.е. от величины  $\gamma_r$ . Действительно, получим условие неустойчивости в противоположном, по-сравнению с изотермическим, предельном случае  $\gamma_r=2$ .

Для предъявления этого аргумента в пользу утверждения, носящего

методический характер, следует забежать вперед и воспользоваться некоторыми из полученных ниже формул и введенных определений.

В случае произвольного  $\gamma$ , из формул (103) и (107) следует

$$-A_v \gamma_v \rho^{\gamma_v-2} \frac{\partial \rho}{\partial z} = \left\{ 8\pi G A_v [\rho_c^{\gamma_v} - \rho^{\gamma_v}(z)] \right\}^{1/2}, \quad (35)$$

откуда для полутолщины диска имеем:

$$h = \int_0^h dz = \int_0^{\rho_c} \frac{A_v \gamma_v \rho^{\gamma_v-2} d\rho}{\left[ 8\pi G A_v (\rho_c^{\gamma_v} - \rho^{\gamma_v}) \right]^{1/2}} = \frac{A_v \gamma_v \rho_c^{\gamma_v-1}}{\left( 8\pi G A_v \rho_c^{\gamma_v} \right)^{1/2}} \cdot \int_0^1 \frac{x^{\gamma_v-2} dx}{(1-x^{\gamma_v})^{1/2}} = \frac{c_c^2 I(\gamma_v)}{\left( 8\pi G \rho_c \right)^{1/2}} = \left( \frac{\gamma_v}{8\pi G \rho_c} \right)^{1/2} c_c I(\gamma_v). \quad (36)$$

Здесь  $c_c^2 = (dP/d\rho)_c = \gamma_v A_v \rho_c^{\gamma_v-1}$ , а

$$I(\gamma_v) = \int_0^1 \frac{x^{\gamma_v-2} dx}{(1-x^{\gamma_v})^{1/2}}, \quad x \equiv \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (37)$$

Для частного случая  $\gamma_v=2$  имеем  $I(2)=\pi/2$  и, соответственно,

$$h = \frac{\pi}{2} c_c \left( \frac{1}{4\pi G \rho_c} \right)^{1/2} = \left( \frac{\pi c_c^2}{16\pi G \rho_c} \right)^{1/2} = \left( \frac{\pi A_v}{8G} \right)^{1/2}. \quad (38)$$

Для нахождения связи между  $\rho_c$  и  $\sigma$  воспользуемся полученным в работе [5] профилем плотности вдоль оси вращения твердотельно вращающегося диска с  $\gamma_v=2$ :

$$\rho_0(z) = \rho_c \cos \left( \frac{2\pi G}{A_v} \right)^{1/2} z, \quad (39)$$

откуда

$$\sigma_0 = \int_0^h \rho_0(z) dz = \frac{4}{\pi} \rho_c h. \quad (40)$$

Таким образом, связь между  $h$  и  $\sigma_0$  для рассматриваемого случая оказывается следующей:

$$h = \frac{c_c^2}{4G\sigma_0}, \quad (41)$$

откуда находим:

$$\omega^2 = 4\Omega_0^2 \left(1 - \frac{R}{8h}\right). \quad (42)$$

Окончательное условие неустойчивости для диска с  $\gamma_r=2$  получаем в виде:

$$\frac{R}{h} > 8. \quad (43)$$

Как мы видим, это условие неустойчивости мало отличается от аналогичного для изотермического диска. Таким образом, все сказанное выше об отсутствии исходного стационарного состояния для самогравитирующего диска имеет место вне зависимости от величины  $\gamma_r$ .

Итак, "чисто" самогравитирующий диск является сильно неустойчивым, причем наиболее неустойчивым для длин волн, соответствующих  $kh \approx 1$  и не удовлетворяющих условию длинноволнового приближения.

*Следовательно, динамику самогравитирующего диска в принципе нельзя описывать в рамках двумерного приближения вопреки тому, как это традиционно делается в литературе.*

Естественен вопрос о возможности использовать такое внешнее поле, которое, стабилизируя неустойчивость диска, оставляло бы его самогравитирующим вдоль оси вращения, т.е. структура диска в этом направлении определялась бы только его собственным полем. Если мы требуем от внешнего поля стабилизации неустойчивости диска, то наличие такого поля должно выводить диск если не в устойчивую область, то, по крайней мере, на границу этой области. Единственный способ достичь этого - существенно увеличить угловую скорость вращения диска. Другими словами, скорость вращения устойчивого диска должна определяться, главным образом, внешним полем.

Пусть внешнее гравитационное поле сферически-симметрично, как например, в случае сферического звездного гало для галактического диска, либо в случае большой центральной массы для аккреционного, околозвездного или околопланетного дисков. В этом случае нетрудно показать, что производные вдоль оси вращения от внешнего гравитационного потенциала оказываются того же порядка, что и производные от собственного потенциала диска.

Действительно, возьмем для определенности внешний потенциал от центральной массы  $M$ :

$$\Phi_{\text{ext}}(r, z) = \frac{GM}{(r^2 + z^2)^{1/2}}, \quad (44)$$

и вычислим его производные по  $z$ :

$$\frac{\partial \Phi_{\text{ext}}}{\partial z} = -\frac{GMz}{(r^2+z^2)^{3/2}} \approx \Omega^2 z, \quad \frac{\partial^2 \Phi_{\text{ext}}}{\partial z^2} \approx -\frac{GM}{(r^2+z^2)^{3/2}} \approx \Omega^2. \quad (45)$$

С другой стороны, производные по  $z$  от потенциала тонкого самогравитирующего диска могут быть оценены с помощью уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \Phi_d}{\partial z^2} \approx 4\pi G \rho, \quad \frac{\partial \Phi_d}{\partial z} \approx 4\pi G \int_0^z \rho dz. \quad (46)$$

Здесь  $\rho$  - плотность диска.

Поскольку плотность диска падает к периферии (по  $z$ ) в качестве верхней оценки отношения вторых производных потенциала диска и производных внешнего потенциала можно взять его значение в средней плоскости диска (при  $z=0$ ). Для изотермического диска (а по порядку величины для любого диска) имеем  $\rho(z=0) = \sigma/2h$ . Используя это и предыдущие соотношения, находим:

$$\frac{\partial^2 \Phi_d / \partial z^2}{\partial^2 \Phi_{\text{ext}} / \partial z^2} \leq \frac{2\pi G \sigma}{h \Omega^2} \approx 1.7 Q^{-2}. \quad (47)$$

Здесь  $Q$  - коэффициент запаса Тоомре и мы воспользовались выражением для толщины изотермического диска, приведенным ранее. Как видим, отношение производных пропорционально  $Q^{-2}$ . Условие устойчивости диска означает, что  $Q^{-2} \leq 1$ , т.е.  $\partial^2 \Phi_d / \partial z^2 \leq \partial^2 \Phi_{\text{ext}} / \partial z^2$ , или  $\partial^2 \Phi_d / \partial z^2 \leq \Omega^2$ . Интегрируя по  $z$ , приходим к аналогичному соотношению для первых производных  $\partial \Phi_d / \partial z \leq \partial \Phi_{\text{ext}} / \partial z$ .

Итак, выход на границу устойчивости неизбежно должен приводить к тому, что структура диска вдоль оси вращения определяется как его собственным, так и внешним гравитационным полем - диск перестает быть самогравитирующим.

Заметим, что поскольку кривая вращения устойчивого диска определяется внешним полем, то всегда

$$\frac{\partial^2 \Phi_{\text{ext}}}{\partial r^2} \approx \Omega^2. \quad (48)$$

Следовательно, приведенный выше вывод справедлив и для несферического внешнего поля, если его анизотропия не слишком сильно выражена:

$$\frac{\partial^2 \Phi_{\text{ext}}}{\partial r^2} \approx \frac{\partial^2 \Phi_{\text{ext}}}{\partial z^2}. \quad (49)$$

Исключение будет представлять случай, когда внешнее поле имеет цилиндрическую геометрию с образующей вдоль оси вращения диска. При этом угловая скорость вращения диска будет определяться радиальной

компонентой силы тяготения цилиндра и может быть достаточно большой, чтобы обеспечить устойчивость диска. В то же время структура диска вдоль оси вращения будет определяться исключительно его самогравитацией. Именно такую модель мы будем иметь в виду, говоря в дальнейшем о самогравитирующем диске. Эта модель представляет собой противоположный предельный случай по сравнению со случаем доминирующего внешнего потенциала. Конечно, этот случай искусственный, поскольку в реальных системах такие "цилиндрические" поля если и встречаются (игольчатые галактики, перемычки), то без вложенных дисков. Однако рассмотрение такого вложенного в цилиндр самогравитирующего диска представляет, на наш взгляд, существенный методический интерес. Во-первых, в этом случае можно выделить эффекты, к которым приводит самогравитация, так сказать, в чистом виде и, таким образом, оценить предельные отличия по сравнению со случаем доминирующего внешнего поля. Во-вторых, именно такая модель рассматривалась в большинстве классических работ по астрофизическим дискам (см. например [5,6,7]).

Из приведенных выше оценок следует, что реальные диски представляют собой случай, промежуточный между двумя рассматриваемыми предельными, и по мере повышения устойчивости приближаются к ситуации, когда внешнее поле является доминирующим.

*3.3. Ограничение на характерные времена процессов, исследуемых в двумерной постановке.* Теперь можно вернуться к выяснению ограничений, накладываемых условием (20) на характерные времена (частоты) процессов, которые можно изучать в двумерной постановке.

Заметим, что если вещество диска несжимаемо, т.е.  $c^2 \rightarrow \infty$ , правая часть неравенства (20) стремится к нулю и это условие автоматически выполняется для всех процессов. Именно такая ситуация реализуется в случае "мелкой воды", и в результате единственным условием применимости двумерных уравнений оказываются "пространственные" ограничения (28).

На первый взгляд, условие (20) должно легко удовлетворяться в силу малости толщины диска  $D$ . Чтобы понять, что это на самом деле не так, необходимо вспомнить, что малая толщина диска - следствие малости силы давления (по существу  $c^2$ ) по сравнению с силами гравитации и инерции. В результате этого, величина в правой части (20), представляет собой отношение двух малых величин и требует более пристального внимания.

Рассмотрим отдельно каждый из описанных случаев: самогравитирующий диск (в указанном выше смысле) и диск в доминирующем внешнем поле.

В последнем случае  $c^2 / D^2 = \Omega_0^2$  [3], что приводит к ограничению характерных частот процессов частотой обращения диска:

$$T^{-2} \approx \omega^2 \ll \Omega_0^2. \quad (50)$$

Это условие требует дополнительных комментариев. Действительно, характерная частота процесса будет, вообще говоря, меняться, если он рассматривается в той или иной вращающейся системе отсчета, т.е. возникает вопрос, что именно надо понимать под характерной величиной частоты. Поскольку рассматриваемое ограничение вызвано конечностью времени установления вертикального равновесия, то с физической точки зрения ясно, что время установления равновесия в каждом конкретном месте диска должно сравниваться с характерным временем изменения параметров в этом же месте диска, т.е. характерное время процесса должно оцениваться в сопутствующей локальной системе координат.

В случае самогравитирующего диска его толщина может быть вычислена из приведенных выше соотношений. Как было показано выше, результат слабо зависит от уравнения состояния и с хорошей точностью можно использовать выражение для изотермического диска:

$$h \approx \frac{c^2}{\pi G \sigma_0}. \quad (51)$$

Следовательно условие (20) может быть переписано в следующем виде:

$$T^{-2} \approx \omega^2 \ll \frac{c^2}{h^2} \approx \left( \frac{\pi G \sigma_0}{c} \right)^2 \leq k^2. \quad (52)$$

Последнее неравенство есть условие на эпициклическую частоту устойчивого самогравитирующего диска [3]:

$$k \geq \frac{\pi G \sigma_0}{c}. \quad (53)$$

Итак, для самогравитирующего диска, как и для диска в доминирующем внешнем поле, условие (20) приводит к ограничению характерных частот процессов, которые можно изучать в двумерной постановке, частотой обращения диска.

Исключение представляет случай, когда внешнее поле, действующее на газовый диск, создается более толстым и массивным звездным диском. Пусть звездный диск имеет толщину  $h_*$  и дисперсию скоростей вдоль оси вращения  $c_{z*}$ , тогда, согласно [3], толщина газового диска есть

$$h_z = h_* \frac{c_z}{c_{z*}} = \frac{c_z}{\omega_{z*}} = \frac{c_z}{k_*} \left( \frac{h_*}{R_*} \right)^{1/2}, \quad (54)$$

где  $\omega_{z*}$  - частота колебаний звезд вдоль оси вращения;  $R_*$  и  $k_*$  - радиус и эпициклическая частота звездного диска. Из последнего выражения имеем:

$$\frac{c_g}{h_g} = k_* \left( \frac{R_*}{h_*} \right)^{1/2} \quad (55)$$

Поскольку по порядку величины  $k_* = k_g = k$ , то

$$\frac{c}{D} \approx k \left( \frac{R_*}{h_*} \right)^{1/2} \gg k \quad (56)$$

Здесь, однако, следует заметить, что используемое выше неравенство  $\omega_{*g} = k_* (R_*/h_*)^{1/2} \gg k_*$  справедливо лишь в случае чисто самогравитирующего звездного диска без внешнего гало. Как уже отмечалось выше, такой диск сильно неустойчив. Если же существует внешнее сферическое гало, стабилизирующее звездный диск, мы опять приходим к условию (50).

Таким образом, для произвольного диска условие (20) оказывается весьма жестким и его необходимо учитывать наряду с условиями (28) при анализе применимости двумерных уравнений для конкретных задач.

*3.4. Замкнутая система интегро-дифференциальных уравнений для баротропного диска.* Рассмотрим баротропные процессы, частные случаи которых уже упоминались выше, см. формулы (10) и (11):  $\rho = \rho(P)$ .

Введем функцию давления:

$$P(P) = \int \frac{dP}{\rho(P)} \quad (57)$$

Градиент этой функции равен

$$\text{grad} P(P) = \frac{dP}{dP} \text{grad} P = \frac{1}{\rho} \text{grad} P \quad (58)$$

Следовательно, вместо (21) имеем

$$\frac{\partial}{\partial z} (P + \Phi) = 0 \quad (59)$$

Общее решение последнего уравнения есть произвольная функция, не зависящая от  $z$ .

$$P(r, \varphi, z, t) + \Phi(r, \varphi, z, t) = \chi(r, \varphi, t) \quad (60)$$

Исходя из (58) и (60), правые части уравнений (1) и (2), могут быть записаны, соответственно, в виде функций  $(\partial\chi/\partial r$  и  $r^{-1}\partial\chi/\partial\varphi)$  также не зависящих от  $z$ . Следовательно, от  $z$  не должны зависеть и левые части уравнений (1) и (2), т.е. функции

$$v_r = v_r(r, \varphi, t), \quad v_\varphi = v_\varphi(r, \varphi, t) \quad (61)$$

Поскольку  $\partial v_r / \partial z = \partial v_\varphi / \partial z = 0$ , понятно, почему при выводе (15) не учитывались слагаемые, содержащие производные по  $z$  от  $v_r$  в (1) и от

$v_\varphi$  в (2). Используя (58) и подставляя (60), (61) в (1) и (2), получаем следующие динамические уравнения для "плоских" функций

$$\hat{L}_2 v_r - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{\partial \chi}{\partial r}, \quad (62)$$

$$\hat{L}_2 v_\varphi - \frac{v_r v_\varphi}{r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \chi}{\partial \varphi}, \quad (63)$$

где

$$\hat{L}_2 \equiv \frac{\partial}{\partial t} - v_r \frac{\partial}{\partial r} + v_\varphi \frac{\partial}{\partial \varphi}. \quad (64)$$

Принтегрируем по  $z$  от  $-\infty$  до  $+\infty$  уравнение непрерывности (4).

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \rho dz \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r v_r \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \rho dz \right] \right] + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ v_\varphi \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \rho dz \right] \right] + \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) \right] dz = 0. \end{aligned} \quad (65)$$

Такая запись оказывается возможной благодаря тому, что  $v_r$  и  $v_\varphi$  не зависят от  $z$ . Последний интеграл равен нулю, т.к. на бесконечности вещество отсутствует.

Вводя определение поверхностной плотности

$$\sigma(r, \varphi, t) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(r, \varphi, z, t) dz, \quad (66)$$

получим "двумерное" уравнение непрерывности тонкого диска:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\sigma v_\varphi) = 0. \quad (67)$$

Для замыкания системы уравнений воспользуемся баротропным уравнением состояния

$$\rho = \rho(P) = \rho(p) = \rho(\chi - \Phi), \quad (68)$$

которое подставим в (66).

$$\sigma(r, \varphi, t) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \rho[\chi(r, \varphi, t) - \Phi(r, \varphi, z, t)] dz, \quad (69)$$

где выражение в квадратных скобках есть аргумент функции  $\rho(p)$ .

Для пяти (шести) неизвестных функций:

$$\rho, v, v_p, \sigma, \chi, (\Phi) \quad (70)$$

написано пять (шесть) уравнений: (62), (63), (67), (68), (69) (и уравнение Пуассона (6)).

Мы видим, что из-за интегрального вида выражения для поверхностной плотности (69), замкнутая система уравнений оказывается интегро-дифференциальной.

Таким образом, для конкретных вычислений баротропное уравнение состояния является еще достаточно общим. Сузим класс уравнений состояния до политропного.

#### 4. Замкнутая система дифференциальных уравнений для политропного диска во внешнем гравитационном поле.

4.1. Вывод двумерных уравнений. Как показано в этом (и последующем) разделе, для получения замкнутой системы дифференциальных уравнений для "плоских" функций, кроме упомянутых выше условий (28) и (50) (или (52) для следующего параграфа), достаточным является также предположение о политропной связи между  $P$  и  $\rho$ :

$$P_v = A_v \rho^{\gamma_v}, \quad (71)$$

где  $A_v, \gamma_v$  - постоянные,  $\gamma_v$  - "объемный" показатель политропы. Тогда согласно (57) функция давления будет равна:

$$P = \int_0^P \frac{dP}{\rho} = A_v \frac{\gamma_v}{\gamma_v - 1} \rho^{\gamma_v - 1}. \quad (72)$$

Здесь нижний предел интегрирования выбран в бесконечно удаленной по  $z$  точке, где давление (и плотность) равно нулю.

Подставляя (72) в (60), находим  $\rho$ :

$$\rho = \left[ \frac{\gamma_v - 1}{A_v \gamma_v} (\chi - \Phi) \right]^{\frac{1}{\gamma_v - 1}}. \quad (73)$$

Затем с помощью (69) получаем следующее выражение для  $\sigma$ :

$$\sigma(r, \varphi, t) = B_v \int_{-\infty}^{+\infty} [\chi(r, \varphi, t) - \Phi(r, \varphi, z, t)]^{\frac{1}{\gamma_v - 1}} dz, \quad (74)$$

где

$$B_v = \left( \frac{\gamma_v - 1}{A_v \gamma_v} \right)^{\frac{1}{\gamma_v - 1}}. \quad (75)$$

Если в (69) подынтегральное выражение означает некоторую функцию  $\rho$  от разности двух других функций  $\chi$  и  $\Phi$ , то подынтегральное выражение в (44) описывает вполне определенную функцию от  $z$ , поскольку  $\Phi$  -

заданное внешнее гравитационное поле. После интегрирования по  $z$  мы получаем конкретную связь между двумя "плоскими" функциями  $\sigma$  и  $\chi$ , которая замыкает систему уравнений (62), (63) и (67) для "плоских" функций:  $v$ ,  $v$ ,  $\sigma$  и  $\chi$ . Условие малости толщины диска позволяет записать зависимость между  $\sigma$  и  $\chi$  для произвольной функции  $\Phi$ , используя ее разложение в окрестности плоскости  $z=0$ .

$$\Phi(r, \varphi, z, t) = \Phi_c(r, \varphi, t) + \Phi'_c(r, \varphi, t) z + \frac{1}{2} \Phi''_c(r, \varphi, t) z^2. \quad (76)$$

Здесь индекс "с" означает, что соответствующая величина берется в точке  $z=0$ , штрих обозначает дифференцирование по  $z$ .

Подставляя разложение функции  $\Phi$  в выражение (74), получим:

$$\begin{aligned} \sigma(r, \varphi, t) &= B_\nu \left( \frac{\Phi'_c}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma_\nu - 1}} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{2(\chi - \Phi_c)}{\Phi_c''} + \left( \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''} \right)^2 - \left[ z^2 + 2 \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''} z + \left( \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''} \right)^2 \right] \right\}^{(\gamma_\nu - 1)^{-1}} dz = \\ &= B_\nu \left( \frac{\Phi'_c}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma_\nu - 1}} \left[ \frac{2(\chi - \Phi_c)}{\Phi_c''} + \left( \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''} \right)^2 \right]^{\frac{1}{\gamma_\nu - 1} + \frac{1}{2}} \int_{-1}^1 (1 - x^2)^{\frac{1}{\gamma_\nu - 1}} dx, \end{aligned} \quad (77)$$

где

$$x = \frac{z + \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''}}{\left[ \left( \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''} \right)^2 + \frac{2(\chi - \Phi_c)}{\Phi_c''} \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (78)$$

Пределы интегрирования определяются из условия  $\rho(z_1) = \rho(z_2) = 0$ , т.е. из условия  $x = \pm 1$ , откуда можно определить  $z_1$  и  $z_2$ .

$$\begin{aligned} z_1 &= \left[ \left( \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''} \right)^2 + \frac{2(\chi - \Phi_c)}{\Phi_c''} \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''}, \\ z_2 &= - \left[ \left( \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''} \right)^2 + \frac{2(\chi - \Phi_c)}{\Phi_c''} \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{\Phi'_c}{\Phi_c''}. \end{aligned} \quad (79)$$

Видно, что, когда внешний гравитационный потенциал симметричен относительно плоскости  $z=0$ , т.е.  $\Phi'=0$ , пределы интегрирования по  $z$  оказываются естественно также симметричными.

Перепишем интеграл в (77) в виде

$$\int_{-1}^1 (1-x^2)^{\frac{1}{\gamma_v-1}} dx = 2 \int_0^1 (1-x^2)^{\mu-1} dx \equiv 2I, \quad (80)$$

$$\text{где } \mu = \frac{1}{\gamma_v-1} + 1 = \frac{\gamma_v}{\gamma_v-1}. \quad (81)$$

В свою очередь, используя справочник [8] (с.308, форм. 3.249 N5), имеем

$$I = \frac{1}{2} B\left(\frac{1}{2}, \mu\right) \quad \mu > 0, \quad (82)$$

где  $B$  - бета-функция.

Эта формула справедлива только при положительных  $\mu$ , что в данном случае всегда выполняется, т.к.  $\gamma_v > 1$ . В свою очередь (см. тот же справочник, с.964, форм. 8.384 N 1)

$$B\left(\frac{1}{2}, \mu\right) = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma(\mu)}{\Gamma\left(\mu + \frac{1}{2}\right)}, \quad (83)$$

где  $\Gamma$  - гамма-функция.

Подставляя (83) в (82) и результат в (80), получаем

$$\int_{-1}^1 (1-x^2)^{\frac{1}{\gamma_v-1}} dx = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)\Gamma(\mu)}{\Gamma\left(\mu + \frac{1}{2}\right)} = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma\left(\frac{\gamma_v}{\gamma_v-1}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma_v}{\gamma_v-1} + \frac{1}{2}\right)}. \quad (84)$$

Подставляя (75) и (84) в (77), получим:

$$\begin{aligned} \sigma(r, \varphi, r) = & \left(\frac{\gamma_v-1}{A_v \gamma_v}\right)^{\frac{1}{\gamma_v-1}} \frac{\sqrt{\pi}\Gamma\left(\frac{\gamma_v}{\gamma_v-1}\right)}{\Gamma\left(\frac{\gamma_v}{\gamma_v-1} + \frac{1}{2}\right)} \times \\ & \times \left(\frac{\Phi_c}{2}\right)^{\frac{1}{\gamma_v-1}} \left[ \left(\frac{\Phi_c}{\Phi_c}\right)^2 + \frac{2(\chi - \Phi_c)}{\Phi_c} \right]^{\frac{\gamma_v+1}{2(\gamma_v-1)}}, \end{aligned} \quad (85)$$

$$\chi = C \sigma^{2\lambda} + \Phi_c - \frac{(\Phi_c')^2}{2\Phi_c}, \quad (86)$$

где

$$C \equiv \left[ \frac{\Phi_c''}{2\pi} \frac{\Gamma^2\left(\frac{\gamma_v}{\gamma_v-1} + \frac{1}{2}\right)^{\frac{\gamma_v-1}{\gamma_v+1}}}{\Gamma^2\left(\frac{\gamma_v}{\gamma_v-1}\right)} \right] \left( \frac{A_v \gamma_v}{\gamma_v-1} \right)^{\frac{2}{\gamma_v+1}}, \quad (87)$$

$$\lambda \equiv \frac{\gamma_v-1}{\gamma_v+1}. \quad (88)$$

Заметим, что в общем случае  $\Phi_c = \Phi_c(r, \varphi, t)$ , поэтому  $C$ , вообще говоря, не является постоянной, а является функцией координат и времени:  $C = C(r, \varphi, t)$ .  $\Phi_c$  - заданная функция, поэтому связь между  $\sigma$  и  $\chi$ , задаваемая формулой (86), совместно с уравнениями (62), (63) и (67) представляет собой замкнутую систему уравнений для "плоских" функций.

Подстановка (86) в (62) и (63) дает:

$$\hat{L}_2 v_r - \frac{v_r^2}{r} = -2\lambda C \sigma^{2\lambda-1} \frac{\partial \sigma}{\partial r} - \frac{\partial \Phi_c}{\partial r} - \sigma^{2\lambda} \frac{\partial C}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{(\Phi_c')^2}{\Phi_c} \right], \quad (89)$$

$$\hat{L}_2 v_\varphi - \frac{v_r v_\varphi}{r} = -\frac{2\lambda C \sigma^{2\lambda-1}}{r} \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi} - \frac{\partial \Phi_c}{r \partial \varphi} - \frac{\sigma^{2\lambda}}{r} \frac{\partial C}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[ \frac{(\Phi_c')^2}{r \Phi_c} \right] \quad (90)$$

Полученные нами уравнения движения существенно отличаются от традиционно используемых уравнений движения газового диска во внешнем гравитационном поле.

4.2. *Частный случай потенциала*  $\Phi_c = \Phi_c(r)$ ,  $\Phi_c' = 0$ . Рассмотрим частный случай, когда внешний потенциал  $\Phi_c(r, \varphi, t)$  удовлетворяет следующим трем дополнительным условиям: 1) является стационарным; 2) является осесимметричным; 3) симметричен относительно центральной плоскости.

При таких условиях формула (86) выглядит так

$$\chi(r, \varphi, t) = C(r) \sigma^{2\lambda}(r, \varphi, t) + \Phi_c(r). \quad (91)$$

Подстановка (91) в уравнения движения (62) и (63) дает:

$$\hat{L}_2 v_r - \frac{v_r^2}{r} = -C(r) 2\lambda C \sigma^{2\lambda-1} \frac{\partial \sigma}{\partial r} - \sigma^{2\lambda} \frac{\partial C}{\partial r} - \frac{\partial \Phi_c}{\partial r}, \quad (92)$$

$$\hat{L}_2 v_\varphi - \frac{v_r v_\varphi}{r} = -2\lambda C \sigma^{2\lambda-1} \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma}{\partial \varphi}. \quad (93)$$

Уравнения (92), (93) и (67) - замкнутая система уравнений при названных выше ограничениях.

Запишем теперь уравнения движения для "плоских" функций в "традиционном" виде:

$$\hat{L}_2 v_r - \frac{v_r^2}{r} = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial P_s}{\partial r} - \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad (94)$$

$$\hat{L}_2 v_\varphi - \frac{v_r v_\varphi}{r} = -\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial P_s}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \varphi}, \quad (95)$$

где  $P_s$  - "плоское" давление,  $\Psi$  - значение гравитационного потенциала в плоскости  $z=0$ . Последний совпадает с  $\Phi_c$ . Что же касается первых слагаемых, то они совпадают только в полностью однородном случае, когда коэффициент  $C(r)=\text{const}$ .

Действительно, следуя традиционному методу [7.9], введем "плоскую" политропу

$$P_s = A_s \sigma^{\gamma_s}, \quad (96)$$

где  $A_s$  и  $\gamma_s$  - постоянные,  $\gamma_s$  - плоский показатель политропы.

Подставляя (96) в первые слагаемые в правых частях (94) и (95), получим:

$$\frac{1}{\sigma} \nabla P = A_s \gamma_s \sigma^{\gamma_s-2} \nabla \sigma. \quad (97)$$

Сравнивая (97) с первыми слагаемыми в правых частях (92) и (93) при  $C = \text{const}$ , находим

$$A_s = \frac{2\lambda}{\gamma_s} C \quad (98)$$

$$\gamma_s = 2\lambda + 1 \quad (99)$$

или, используя (88), окончательно имеем:

$$A_s = \frac{2(\gamma_v - 1)}{3\gamma_v - 1} C, \quad (100)$$

$$\gamma_s = 3 - \frac{4}{\gamma_v + 1}. \quad (101)$$

Эти условия были впервые получены Чуриловым и Шухманом [9].

Таким образом, в случае  $C(r)=\text{const}$  и при выполнении равенств (100) и (101) "традиционные" уравнения (94) и (95) совпадают с корректно полученными (92) и (93). Однако, если  $C=C(r) \neq \text{const}$ , то уравнения (92) и (93) отличаются от (94)-и (95) дополнительными членами, пропорциональными  $C(r)$ . Отличия становятся еще более существенными в случае внешнего гравитационного потенциала общего вида  $\Phi_c = \Phi_c(r, \varphi, t)$ ,

когда дополнительные члены появляются не только в выражениях, описывающих "давление", но и в выражениях, описывающих гравитационный потенциал (см. (86)).

4.3. *О применимости  $C = const$ .* Независимость функции  $C$  от угла  $\phi$  означает, что внешнее гравитационное поле аксиально-симметрично. Это выполняется почти всегда в галактических дисках (если мы не рассматриваем области около баров), в аккреционных дисках, протопланетном облаке, кольцах планет.

Что же касается радиальной зависимости  $C$ , то мы не знаем примеров, где бы, строго говоря, можно было считать коэффициент  $C$  независимым от  $r$ . Однако для нас важно, чтобы функция  $C$  слабо менялась на расстояниях порядка  $L$  (напомним, что  $L$  - характерный радиальный масштаб структуры).

Если говорить о крупномасштабной спиральной структуре (grand design) в газовом диске нашей Галактики, то расстояние по радиусу между главными спиральными рукавами ( $L$ ) в окрестности Солнца не менее 4 кпк [10]. При приближении к центру это расстояние уменьшается, но не более, чем вдвое, т.е. остается больше 2 кпк. Эти величины сравнимы с радиальным масштабом изменения внешнего гравитационного поля, определяемого в данном случае масштабом экспоненциального изменения плотности звездной компоненты 4-5 кпк.

Размер "мини-спирали" в центре нашей Галактики также совпадает с характерным масштабом радиального изменения плотности центрального звездного кластера [11].

В недавней работе Д.Бисикало и др. [12] показано, что масштаб спиральных структур в аккреционном диске сравним с размерами последнего.

Таким образом во всех этих случаях необходим учет дополнительных членов, учитывающих зависимость  $C(r)$ .

В кольцевых структурах протопланетного облака и, в особенности, в околопланетных дисках характерный размер структуры  $L$  намного меньше масштаба изменения  $C(r)$ , оставаясь, по крайней мере, в несколько раз больше толщины диска. Для того чтобы в этих случаях ранее использованные "традиционные" двумерные уравнения были корректными, необходимо выполнение условия (50), что возможно лишь для диссипативной ветки (когда в отсутствие диссипации имеется безразличное равновесие  $\omega \approx 0$ ). Основные неустойчивости колец, описанные в [13], развиваются именно на этой ветке.

5. *Замкнутая система дифференциальных уравнений для полнотропного самогравитирующего диска.*

5.1. *Вывод двумерных уравнений.* Принимая во внимание неравенства

(28), можно записать уравнение Пуассона в форме

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 4\pi G \rho, \quad (102)$$

где  $-O(D) < z < O(D)$ ,  $D$  - как и выше, характерный поперечный масштаб диска. Из (58) и (72) имеем:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = -A_\nu \frac{\gamma_\nu}{\gamma_\nu - 1} \frac{\partial}{\partial z} (\rho^{\gamma_\nu - 1}) = -A_\nu \gamma_\nu \rho^{\gamma_\nu - 2} \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (103)$$

Перемножая левые и правые стороны уравнений (102) и (103), получим:

$$[(\Phi')^2]' = 2\Phi' \Phi'' = -8\pi G A_\nu \gamma_\nu \rho^{\gamma_\nu - 1} \rho' = -8\pi G A_\nu (\rho^{\gamma_\nu})'. \quad (104)$$

Интегрируя полученное уравнение от 0 до  $z$ , находим:

$$(\Phi')^2 - (\Phi'_z)^2 = -8\pi G A_\nu [\rho^{\gamma_\nu} - \rho_z^{\gamma_\nu}]. \quad (105)$$

Нас интересуют не мембранные колебания плоскости диска, например шланговая неустойчивость (bending instability) [3], а возмущения в плоскости диска. Для этой цели вполне пригодно предположение о симметричности распределения плотности в любой момент времени относительно плоскости  $z=0$ . Мы принимаем такое предположение, следуя Хантеру [7], с тем, чтобы было удобнее сравнивать наши результаты с результатами этой классической работы.

Названное выше предположение означает, что  $z$ -ая компонента силы гравитационного притяжения в любой точке плоскости  $z=0$  отсутствует, т.е.

$$\Phi'_z = 0 \quad (106)$$

Тогда из (105) мы имеем

$$\Phi'(z) = [8\pi G A_\nu (\rho_z^{\gamma_\nu} - \rho^{\gamma_\nu}(z))]^{1/2}. \quad (107)$$

Теперь можно вычислить величину поверхностной плотности самогравитирующего диска:

$$\sigma = 2 \int_0^h \rho dz = \frac{1}{2\pi G} \int_0^h \Phi' dz = \frac{1}{2\pi G} \Phi(h). \quad (108)$$

Используя выражение (107), окончательно получим

$$\sigma = \left( \frac{2A_\nu}{\pi G} \right)^{1/2} \rho^{\gamma_\nu/2}. \quad (109)$$

Здесь можно использовать условие  $\rho(h)=0$ . Заметим, что выражение (109), связывающее поверхностную плотность диска со значением его объемной плотности в плоскости  $z=0$ , впервые было получено Хантером [7].

Равенство (59) имеет место в любой точке  $z$  и, в частности, в точке

$z = 0$ :

$$\chi = \Phi_c + P_c = \Phi_c + A_\nu \frac{\gamma_\nu}{\gamma_\nu - 1} P_c^{\gamma_\nu - 1}. \quad (110)$$

Из (109) имеем

$$P_c = \left( \frac{\pi G}{2 A_\nu} \right)^{1/\gamma_\nu} \sigma^{2/\gamma_\nu}. \quad (111)$$

Из двух последних равенств получаем значение функции давления в плоскости  $z=0$ :

$$P_c = A_\nu \frac{\gamma_\nu}{\gamma_\nu - 1} \left( \frac{\pi G}{2 A_\nu} \right)^{\frac{\gamma_\nu - 1}{\gamma_\nu}} \sigma^{\frac{2(\gamma_\nu - 1)}{\gamma_\nu}}. \quad (112)$$

Правая часть уравнения движения, согласно (62) и (63), есть

$$\dots = -\nabla \chi = -\nabla \Phi_c - \nabla P_c. \quad (113)$$

Согласно Хантеру [7], правая часть уравнения движения может быть записана в форме

$$\dots = -\nabla \Phi_c - \frac{1}{\sigma} \nabla P_s, \quad (114)$$

где

$$P_s = A_s \sigma^{\gamma_s}. \quad (115)$$

Используя (112), получаем

$$\nabla P_c = 2 A_\nu \left( \frac{\pi G}{2 A_\nu} \right)^{\frac{\gamma_\nu - 1}{\gamma_\nu}} \sigma^{\frac{\gamma_\nu - 2}{\gamma_\nu}} \nabla \sigma. \quad (116)$$

С другой стороны, используя (115), имеем

$$\frac{1}{\sigma} \nabla P_s = \gamma_s A_s \sigma^{\gamma_s - 2} \nabla \sigma. \quad (117)$$

Полагая равными левые части (116) и (117), найдем  $A_s$  и  $\gamma_s$  как функции  $A_\nu$  и  $\gamma_\nu$ .

$$\gamma_s - 1 = \frac{2(\gamma_\nu - 1)}{\gamma_\nu} \quad (118)$$

$$\gamma_s A_s = 2 A_\nu \left( \frac{\pi G}{2 A_\nu} \right)^{\frac{\gamma_\nu - 1}{\gamma_\nu}} \quad (119)$$

Из (118) окончательно имеем:

$$\gamma_s = 3 - \frac{2}{\gamma_v}. \quad (120)$$

Подставляя это выражение в (119), находим:

$$A_s = \frac{2\gamma_v}{3\gamma_v - 2} A_v \left( \frac{\pi G}{2A_v} \right)^{\gamma_v - 1}. \quad (121)$$

Сравнивая коэффициент (121) с аналогичным коэффициентом  $A_v$  в работе Хантера [7]

$$A_s = \frac{\pi^{\frac{3\gamma_v - 2}{2\gamma_v}} \Gamma\left(\frac{2\gamma_v - 1}{\gamma_v}\right)}{2^{\frac{2\gamma_v - 1}{\gamma_v}} \Gamma\left(\frac{5\gamma_v - 2}{2\gamma_v}\right)} A_v \left( \frac{G}{A_v} \right)^{\gamma_v - 1}, \quad (122)$$

видим, что эти выражения абсолютно различны. Причина проста: правая часть уравнения движения содержит градиент функции давления, но отнюдь не градиент "плоского" давления, т.е. объемного давления проинтегрированного по  $z$ . Следует отметить, что последняя величина, в отличие от поверхностной ("плоской") плотности, не имеет физического смысла.

*5.2. Почему градиент плоского давления не имеет физического смысла силы.* Наиболее просто и наглядно это можно продемонстрировать, рассмотрев течение жидкости в трубе конического сечения. Очевидно, что если давление жидкости всюду постоянно, то течение отсутствует. В то же время анализ с точки зрения "плоского" давления дает совершенно отличный результат. Для этого случая "плоское" давление равно

$$P_s = S \cdot P_v, \quad (123)$$

где  $S$  - площадь сечения. Таким образом существует градиент "плоского" давления и, согласно всем работам, использующим  $P_s$ , это должно было бы вызвать течение. Наоборот, если объемное давление меняется обратно пропорционально сечению, то жидкость будет течь в сторону увеличения сечения трубы, несмотря на отсутствие градиента "плоского" давления ( $P_s = S \cdot P_v = \text{const}$ ). Правильный анализ наличия или отсутствия течения возможен только при учете помимо "плоского" давления также и продольной компоненты силы реакции со стороны стенок трубы. Последняя может быть определена из условия поперечного равновесия жидкости в трубе.

Ситуация с самогравитирующим диском полностью аналогична только что рассмотренной с тем отличием, что роль стенок играет гравитационный потенциал диска. Использовать "плоское" давление можно было бы в

случае потенциала, однородности в плоскости диска ("труба постоянного сечения"). Однако для самогравитирующего диска это эквивалентно случаю бесконечного диска постоянной поверхностной плотности. Градиент "плоского" давления в этом случае также отсутствует. Если же гравитационный потенциал меняется, то вычисление результирующей силы давления в плоскости диска возможно только при аккуратном учете соответствующей составляющей силы гравитации (вклад стенок), которая может быть определена из условия равновесия вдоль оси вращения. Именно такой анализ был проведен выше и привел к выражению (121) для константы  $A_1$ , описывающей плоскую политропу. Использование же "плоского" давления, а следовательно и выражения (122), в данном случае некорректно.

Подстановка выражения (105) в уравнение (103) даст уравнение для объемной плотности, которое может быть проинтегрировано. В свою очередь, зная  $\rho$ , можно проинтегрировать уравнение Пуассона и найти функцию  $\Phi_0$ . Таким образом полученная система уравнений является замкнутой, хотя ее решение безусловно представляет определенные математические трудности.

**6. Заключение.** Итак, в предыдущих разделах, выведена замкнутая система двумерных уравнений, описывающих динамику вращающихся газовых гравитирующих дисков. Для баротропных дисков она является интегро-дифференциальной и содержит пять или шесть уравнений (62), (63), (67), (68), (69) и (6)), в зависимости от того, находится ли диск в доминирующем внешнем гравитационном поле или является самогравитирующим. Для политропных дисков полученная система является дифференциальной и содержит соответственно три или четыре уравнения (89), (90), (85), и (6)). Как для баротропных, так и для политропных дисков, эти уравнения отличаются от используемых в литературе динамических уравнений для астрофизических дисков. Более того, полученные уравнения отличаются от традиционных уравнений двумерной гидродинамики.

Кроме того были получены достаточные условия, при выполнении которых можно описывать динамику диска в двумерной постановке. Первое условие отражает приближение тонкого диска. Оно хорошо известно и состоит из двух неравенств (28). Второе условие (20) накладывает ограничение на характерные времена изучаемых в двумерной постановке процессов и ранее нами в литературе не встречалось. В большинстве случаев это условие приводит к ограничению характерной частоты процесса частотой обращения диска (см. (50) и (52)). Обсудим насколько жесткими для реальных систем оказываются ограничения, накладываемые этими условиями.

Для дисков в доминирующем внешнем поле первое "пространственное", условие нетрудно выполнить. Второе же, "временное", условие в подавляющем большинстве случаев не выполняется, за исключением ветки колебаний с безразличным равновесием,  $\omega \simeq 0$ .

Условие (20) является относительно мягким для "чисто" самогравитирующего диска. Однако рассмотрение длинноволновых процессов в таком диске не имеет смысла. Дело в том, что чисто самогравитирующий тонкий диск сильно неустойчив, причем максимум инкремента лежит в области больших волновых векторов, так что  $k \simeq D^{-1}$  и, следовательно, изучение самой неустойчивости в двумерной постановке некорректно. Неустойчивость развивается за время меньшее одного оборота и приводит к сильному изменению параметров диска. Таким образом, само понятие исходного диска, в котором развивается длинноволновое возмущение, в этом случае теряет смысл.

Неустойчивость "чисто" самогравитирующего диска известна более 30-ти лет [6,14] и более 20-ти лет известен способ ее стабилизации. Это - учет внешнего гравитационного поля либо точечной центральной массы [15] в моделях околопланетных и околозвездных дисков, либо звездного гало [16] в моделях галактических дисков.

Однако, как показано в разделе 3 настоящей работы, если выше-названные внешние источники эффективно стабилизируют диск, выводя его на границу гравитационной неустойчивости, "временное" условие (20) становится жестким и, как и в случае диска в доминирующем внешнем поле, ограничивает частоты рассматриваемых процессов частотой обращения диска. При этом последняя задается, главным образом, внешним потенциалом, в то время как структура диска вдоль оси вращения и его толщина в равной степени определяются внешним полем и полем самого диска.

В результате при исследовании длинноволновых процессов в таком диске не удастся удовлетворить условию (52). При исследовании же самогравитирующих дисков вблизи от границы устойчивости ситуация обратная. Частота колебаний в локально-сопутствующей системе координат близка к нулю и поэтому условие (52) выполняется. Однако граница неустойчивой области лежит в области больших волновых векторов, так что  $k \simeq D^{-1}$  и, следовательно, не выполняется условие (28).

В случае, когда внешней системой является самогравитирующий звездный диск, для газового диска на границе устойчивости выполняется условие тонкого диска  $kh \ll 1$ . Однако в этом случае сам звездный диск является сильно неустойчивым. Его стабилизация сферическим гало вновь возвращает нас к рассмотренным выше случаям.

Из сказанного выше следует, что использование двумерных уравнений для описания динамики реальных дисков возможно только в редких

случаях. При этом необходимо использовать уравнения, полученные в настоящей работе. В подавляющем же большинстве случаев корректный анализ возможен только в рамках трехмерных уравнений.

## ON THE POSSIBILITY TO STUDY ASTROPHYSICAL DISK DYNAMICS IN FRAME OF 2-D APPROXIMATION

A.M.FRIDMAN,O.V.KHORUZHII

Obtained is complete 2-D system described dynamics of rotating self-gravitating gaseous disks. This system is integral-differential one in the case of the barotropic disks. In the case of polytropic disks it is differential system. Both for barotropic and polytropic disks equations derived differ from both equations used earlier for astrophysical disks and traditional equations of 2-D hydrodynamics. Obtained are conditions sufficient to describe disk dynamics in 2-D approximation. First condition represents the approximation of the thin disk. Second one restricts the characteristic time of the process which could be studied in 2-D approximation. For the most cases the latter condition result in restriction of the process characteristic frequency by the rotation frequency of the disk.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гидродинамика, Наука, М., 1986.
2. J.Pedlosky, Geophysical fluid dynamics.N.Y. etc.: Springer, Vol. 1, 1982.
3. А.М.Фридман, V.L.Polyachenko, Physics of gravitating systems. N.Y. etc.: Springer, Vol. 1,2., 1984.
4. А.М.Фридман, Introduction to classical graviphsics (in press).
5. P.Goldreich, D.Linden-Bell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 130, 97, 1965.
6. A.Toomre, Astrophys.J., 139, 1217, 1964.
7. С.Hunter, Annu. Rev. Fluid Mech., 4, 219, 1972.
8. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик, Таблицы интегралов; сумм, рядов и произведений, Физматгиз, М., 1971.
9. С.М.Чурилов, И.Г.Шухман, Астрон. циркуляр, 1157, 1, 1981.
10. В.С.Аведисова, Письма в АЖ, 11, 448, 1985.
11. L.Blitz, J.Binney, K.Y.Lo, P.T.P.No, Nature, 361, 417, 1993.
12. Д.В.Бусикало, А.А.Боярчук, О.А.Кузнецов и др., Астрон. Ж., 72, 190, 1995.
13. Н.Н.Горькавый, А.М.Фридман, Физика планетных колец, Наука, М., 1994.
14. В.С.Сафронов, ДАН СССР, 130, 53, 1960.
15. И.Ф.Гинзбург, В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, Астрон. Ж., 48, 815, 1971.
16. А.Ж.Калнайс, Astrophys. J., 175, 63, 1972.

## ОБ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ, ВЫЗВАННОЙ ТЯГОТЕНИЕМ МАССИВНОГО ТЕЛА

Д.А.КИРЖНИЦ, А.А.ШАЦКИЙ

Поступила 6 марта 1996

Принята к печати 11 марта 1996

Определена величина избыточного заряда в сердцевине тяжелого тела (и избыточного заряда противоположного знака на его поверхности), появившегося в результате воздействия сил тяготения.

До последнего времени продолжает привлекать к себе внимание старая проблема связи вращательных и магнитных характеристик небесных тел. Одним из аспектов этой проблемы служит вопрос о нарушении квазинейтральности вещества тела (нейтральности в среднем по масштабам, превышающим параметр решетки или радиус Дебая) под действием сил тяготения тела. Они не только уплотняют вещество тела, но и создают избыток положительного заряда в центре, а отрицательного - на периферии тела, сильнее действуя на тяжелые ядра, чем на легкие электроны. Возникающее при этом электрическое поле и служит тем действующим началом, которое сжимает электронную компоненту вещества тяготеющего тела.

Вращаясь вокруг своей оси, такое тело, благодаря перераспределению его заряда, должно приобрести магнитный момент. До последнего времени делаются попытки объяснить, с помощью обсуждаемого механизма, магнитные свойства небесных тел. Цель данной заметки состоит в доказательстве безнадежности таких попыток из-за крайней малости самого эффекта перераспределения заряда, отвечающей параметру

$$\alpha = \frac{Gm_p^2}{e^2} \approx 10^{-36}; \quad (1)$$

где  $G$  - постоянная Ньютона,  $m_p$  и  $e$  - масса и заряд протона.

1. Начнем с элементарных оценок, непосредственно относящихся к твердому (кристаллическому) состоянию вещества. Перераспределение заряда при этом сводится просто к смещению ядра относительно центра ячейки Вигнера-Зейтца и к появлению дипольного момента и поляризации [1]. Очевидно, что обе силы - электрическая и гравитационная, действующие на смещенное ядро, должны взаимно уравновешиваться. Отсюда

$$Ze E = -GM^2 \nabla \int dx' n_p(x') / |x - x'| \quad (2)$$

где  $Ze$  и  $M$  - заряд и масса ядра,  $E$  - напряженность поля,  $n_p$  - концентрация ядер. С учетом уравнения  $\text{div} E = 4\pi\delta\rho$ , где  $\delta\rho$  - избыточный заряд, находим

$$\delta\rho = \left(\frac{A}{Z}\right)^2 \alpha\rho_p \sim \alpha\rho_p. \quad (3)$$

Здесь  $A$  - массовое число,  $\rho_p$  - плотность заряда ядер.

В пользу оценки (3) говорят уже простые размерные соображения. Безразмерное отношение  $\delta\rho/\rho_p$  должно быть пропорционально величине  $G$  (или, точнее, величине  $\alpha$ ), что следует из применения теории возмущений по гравитационному взаимодействию. Соответствующий коэффициент пропорциональности может зависеть от безразмерных параметров вещества -  $z$ , отношения масс электрона и протона, отношения кулоновской энергии, приходящейся на частицу, к наибольшей из величин  $E_F$  и  $T$  ( $E_F$  - энергия Ферми). Можно убедиться, что для астрономических объектов перечисленные параметры отличаются от единицы не более, чем на два, максимум на три порядка. Поэтому они не могут качественно сказаться на оценке (3), основу которой составляет линейная зависимость  $\delta\rho/\rho_p$  от  $G$ .

Отрицательный заряд, компенсирующий (3) и локализованный на поверхности тела, равен

$$Q = -\int dx\delta\rho \sim \alpha Q_p, \quad (3')$$

где  $Q_p$  - полный заряд ядер тела. Поляризация  $P = Zen_p \delta$  ( $\delta$  - смещение ядра) равна, очевидно,  $-E/4\pi$ , т.к. индукция  $D$  из-за отсутствия внешних зарядов равна нулю. Наконец, элементарный расчет с использованием формулы (3) дает отношение магнитного момента тела к его механическому моменту

$$\sim -\alpha \frac{e}{m_p c}. \quad (4)$$

Из-за малости параметра  $\alpha$  (см. (1)) перечисленные здесь величины исключительно малы и рассматриваемый эффект перераспределения заряда не может иметь прямых наблюдательных проявлений.

Достаточно сказать, что для Земли (масса  $10^{27}$  г., радиус  $\sim 10^9$  см) величина поверхностного заряда (3') отвечает одному электрону на  $1 \text{ м}^2$  поверхности.

2. Более строгий вывод соотношения (2) для твердого состояния вещества основывается на выделении из полной энергии системы части, зависящей от смещений ядер  $\delta_k$  ( $k$  - номер ядра), и минимизации этой части по  $\delta_k$  с последующей заменой  $\delta_k \rightarrow p_k / (Ze n_p)$ . При этом суммы по решетке можно заменить интегралами:

$$\sum_k \rightarrow \int dx n_p, \quad p_k \rightarrow p(x).$$

Начнем с гравитационной энергии взаимодействия ядер с ядрами

$$E_g = -\frac{GM^2}{2} \sum_{k,k'} |x_k - x_{k'}|^{-1}.$$

Делая замену  $x_k \rightarrow x_k + \delta_k$  и разлагая по  $\delta$  до первого порядка включительно, находим

$$E_g = -\frac{GM^2}{Ze} \int dx p(x) \nabla \int \frac{dx' n_p(x')}{|x - x'|}. \quad (5)$$

Кулоновская энергия взаимодействия ядер и электронов имеет вид

$$E_c = \frac{Ze^2}{2} \sum_{k,k'} |x_k - x_{k'}|^{-1} - Ze^2 \int dx n(x) \sum_k |x_k - x|^{-1} + \\ + \frac{e^2}{2} \int dx dx' n(x) n(x') \cdot |x - x'|^{-1},$$

где  $n \approx Zn_p$  - концентрация электронов. При повторении тех же выкладок, которые привели к (5), нужно иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, разлагать по  $\delta$  (или  $p$ ) теперь нужно до второго порядка включительно (величина  $\alpha$  мала, см. (1)). Во-вторых, разложение по  $\delta$  невозможно в случае взаимодействия с электронами той же ячейки из-за необходимости учета вклада области  $r < \delta$  и этот случай нужно рассматривать точно. Ему отвечает второй член в  $E_c$ , в котором нужно выделить интеграл по объему ячейки

$$- Ze^2 \int dx n(x) |x - \delta|^{-1},$$

умноженный на число ядер. Это дает для зависящей от  $P$  части

$$E_c^{(1)} = \frac{2\pi}{3} \int dx P^2.$$

В оставшейся части  $E_c$  после разложения по  $\delta$  возникает обычный член диполь - дипольного взаимодействия, к которому сводится взаимодействие разных ячеек

$$E_C^{(2)} = \frac{1}{2} \int dx dx' \left( P(x)P(x') \cdot |x-x'|^{-3} - 3 \frac{(P(x), (x-x'))(P(x'), (x-x'))}{|x-x'|^5} \right)$$

(линейные по  $P$  члены  $E_C$  исчезают из-за нейтральности системы).

Выражение  $E_C^{(2)}$  можно представить в виде (см. Приложение)

$$E_C^{(2)} = -\frac{2\pi}{3} \int dx \left[ P^2(x) - 3(P(x), \nabla) \frac{\text{div} P(x)}{\Delta} \right]$$

Поэтому сумма  $E_C^{(1)}$  и  $E_C^{(2)}$  имеет вид

$$E_C = 2\pi \int dx P_l^2, \quad (6)$$

где  $P_l = \frac{\nabla \text{div}}{\Delta} P$  - продольная часть вектора  $P$  (она же фактически входит в (5)). Минимизация суммы (5) и (6) по  $P_l$  возвращает нас, с учетом равенства  $E = -4\pi P$ , к соотношению (2).

Подчеркнем, что в это последнее соотношение не входит поправка на отличие действующего поля от среднего [1]. Такая поправка возникла бы, если бы мы поместили рассматриваемое ядро, для которого пишется баланс сил (2), в пустую полость. На самом же деле имеется взаимодействие ядра с электронами своей ячейки (полости). Оно описывается величиной  $E_C^{(1)}$  и ему отвечает нужный вклад в напря-

женность  $-4\pi P / 3$ , поскольку  $\frac{\delta E}{\delta P} = -E$ .

Для завершения доказательства соотношения (2) нужно еще убедиться в том, что не рассмотренные выше части энергии системы (точнее говоря, их зависящие от  $P$  части) не сказываются на результате. Сюда относятся прежде всего электронные компоненты энергии - кинетическая, обменная, корреляционная [2].

В случае сильно сжатого вещества - а именно он наиболее интересен для тяжелых небесных тел с веществом в твердом состоянии - доминирующую роль играет кинетическая энергия свободного электронного газа (остальные перечисленные компоненты энергии малы сравнительно даже с учтенной выше кулоновской энергией).

Разложение этой энергии по смещениям ядра относительно центра ячейки

$$\delta E_{\text{kin}} \propto \int dx n \delta U, \quad \delta U = Ze^2(1/r - 1/|r + \delta|)$$

ведет к нулевому результату из-за сферической симметрии  $n$  и известного разложения кулоновского члена в виде ряда по полиномам Лежандра.

Что же касается энергии ядер, то в твердом состоянии при низких

температурах нужно рассмотреть лишь нулевую энергию колебаний ядер,

которая составляет  $\frac{3}{2} \hbar \omega_0$  на одно ядро ( $\omega_0$  - частота колебаний). Поэтому

сказаться на приведенном выше доказательстве могла бы лишь заметно зависящая от сдвига  $\delta$  или поляризации  $P$  часть  $\omega_0$ . Но в условиях исключительной малости величины  $\delta$  (по порядку величины, как можно видеть из результатов раздела 1,  $\delta \sim \alpha R$ , где  $R$  - радиус тела) смещение центра колебаний ядра в модели ячеек вообще никак не сказывается на частоте колебаний: изменение энергии при смещении ядра на величину  $\delta_r$  равно  $z^2 e^2 \delta_r^2 / 2 R^3$  (где  $R$  - радиус ячейки) и при замене  $\delta_r \rightarrow \delta_r + \delta$  (смещение центра колебаний) квадрат частоты, как вторая производная энергии по  $\delta_r$ , вообще не меняется.

3. Формула (3) в действительности имеет универсальный характер и справедлива независимо от того, в каком состоянии находится вещество. Будем использовать метод функционала плотности [3], записывая свободную энергию (в общем случае температура  $T$  отлична от нуля) системы в виде функционала концентраций электронов  $n$  и ядер  $n_p$ .

$$F\{n, n_p\} = F_0 + E_{xc} + F_{xc} - \mu \int dx n - \mu_p \int dx n_p, \quad (7)$$

где первый член отвечает свободным электронному и ядерному газам, второй - кулоновской и гравитационной энергиям их взаимодействия в приближении самосогласованного поля, третий - соответствующим обменным и корреляционным эффектам. Последние два члена отвечают множителям Лагранжа и отражают сохранение полных чисел электронов и ядер. Минимум  $F$  по  $n$  и  $n_p$  определяет равновесные распределения этих величин. Записывая

$$E_{xc} = -\frac{GM^2}{2} \int \frac{dx dx'}{|x-x'|} n_p n'_p + \frac{e^2}{2} \int \frac{dx dx'}{|x-x'|} (n - zn_p)(n' - zn'_p),$$

получим условия минимума (7) по  $n$  и  $n_p$ .

$$\begin{cases} \Delta \frac{\delta(F_0 + F_{xc})}{\delta n(x)} = 4\pi e^2 (n - zn_p) \\ \Delta \frac{\delta(F_0 + F_{xc})}{\delta n_p(x)} = -4\pi z e^2 (n - zn_p) - 4\pi G M^2 n_p. \end{cases} \quad (7')$$

Если бы можно было опустить левую часть 2-го уравнения (7'), то с учетом  $\delta r = e(zn_p - n)$ ,  $\rho_p = zen_p$  мы получили бы из этого уравнения доказываемое нами соотношение (3), а 1-ое уравнение (7'), при подстановке в него 2-го и при соответствующих упрощениях совпадает с уравнениями Чандрасекара, определяющим равновесное распределение

электронов и ядер. Отметим, что левая часть этого уравнения определяется наиболее легкими частицами-электронами, а правая - содержит после указанной подстановки лишь гравитационные величины, хотя гравитация прямо на электроны практически и не действует. Действует же на них электрическое поле, исследуемое в этой заметке, которое лишь количественно, в силу (3), совпадает с гравитационным.

Итак, уравнения (7') переписываем в виде

$$\delta\rho = \alpha\rho_p(1 + \sigma)^{-1}; \quad \sigma = \frac{\Delta\delta F/\delta n_p}{z\Delta\delta F/\delta n}, \quad (8)$$

где под  $F$  здесь и ниже понимается сумма  $F_0 + F_{xc}$ .

Появление величины  $\sigma$  либо не меняет порядка величины  $\delta\rho/\rho_p$ , либо уменьшает это отношение. Единственный случай, когда оно может значительно вырасти, отвечает исключительной близости величины  $\sigma$  к -1. Такую возможность нельзя не считать практически невероятной. Более того, можно думать, что  $\sigma$  мало сравнительно с единицей. Проиллюстрируем эту малость на двух примерах [2]. Для них обоих принимается, что электронный газ вырожден и сильно сжат, так что соответствующий

вклад в  $F$  составляет  $\sim \frac{\hbar^2}{m} \int dx n^{5/3}$ . В первом примере ядра локализованы в узлах решетки и энергия их нулевых колебаний отвечает  $F$  порядка

$$\hbar \frac{Ze}{\sqrt{MR^3}} \sqrt{n_p} \sim \frac{Ze\hbar}{\sqrt{M}} \int dx n_p^{3/2} \quad (\text{см. выше}). \quad \text{Тогда для величины } \sigma \text{ в (8)}$$

находим:

$$\sqrt{\frac{m}{M}} Z (a_0 n^{1/3})^{-1/2} \ll 1,$$

где  $m$  - масса электрона,  $a_0 = \hbar^2/me^2$  - его боровский радиус. Эта малость связана с неравенствами  $\frac{m}{M} \ll 1$  и  $a_0 n^{1/3} \gg 1$  в сжатом веществе. Второй пример отвечает бальцмановской слабо неидеальной

ядерной подсистеме, для которой зависящая от  $n_p$  часть  $F \sim e^3 \int dx \frac{n_p^{3/2}}{\sqrt{T}}$  - корреляционная поправка Дебая-Хюккеля. Отсюда для величины  $\sigma$

находим  $e \sqrt{\frac{n^{1/3}}{T}} / (\sqrt{Z} a_0 n^{1/3}) \ll 1$ , поскольку условие слабой неидеальности:  $T \gg e^2 n^{1/3}$ .

4. В заключение возвратимся к вопросу о минимуме функционала (7) в связи с нарушением локальной электронейтральности системы.

Отметим сразу же, что такое нарушение очевидным образом присуще уже кристаллическому состоянию вещества в отсутствие сил тяготения, что электроны размазаны, а ядра локализованы в точке.

Существенно, что такое нарушение не описывается минимумом функционала  $F$  как точки в функциональном пространстве, где его функциональная производная исчезает. В данном случае мы имеем дело с красивым минимумом, достигаемым, когда параметр, определяющий длину локализации ядра, стремится к своему предельному значению, равному нулю.

В самом деле, рассмотрим второс, чисто кулоновское слагаемое величины  $E_{sc}$ , которое разобьем на нейтральные в целом сферические ячейки Вигнера-Зейтца с ядром в центре, причем радиус ячейки равен  $R$ , а ядро размазано по сфере с радиусом  $\rho$ . Такой модели отвечает энергия

$$E_{sc} = -\frac{3}{10} \cdot \frac{Z^2 e^2}{R} \cdot \frac{2x^3 + 4x^2 + 6x + 3}{(x^2 + x + 1)^2},$$

где  $x = \frac{\rho}{R}$ . При  $x=0$  это выражение даст известную энергию связи решетки

$$-\frac{9Z^2 e^2}{10R}.$$

Легко видеть, что наибольшее по абсолютной величине значение

$E_{sc}$  действительно достигается на границе физически допустимой области, т.е. при фиксированном  $R$ , при  $x=0$ .

### Приложение

Исходное выражение для  $E_C^{(2)}$  запишем в виде

$$E_C^{(2)} = \int dx P_i(x) K_{ij}(k) P_j(x),$$

где  $k = -i\nabla$ , градиент действует на  $p_i$ , а

$$K_{ij} = \frac{1}{2} \int \frac{d\xi}{\xi^3} \left( \delta_{ij} - 3 \frac{\xi_i \xi_j}{\xi^2} \right) e^{-i k \xi}.$$

Этот интеграл удовлетворяет очевидному условию  $K_{ii}=0$  и поэтому может быть представлен в виде

$$K_{ij} = -\frac{1}{2K^2} k_i k_j K_{lm} k_m \left( \delta_{ij} - \frac{3k_i k_j}{k^2} \right).$$

Несложно, но громоздкое вычисление дает приведенное в тексте выражение для  $E_C^{(2)}$ .

В заключение мы хотели бы отметить критические дискуссии изложенных выше вопросов с Б.В.Васильевым, В.И.Григорьевым и В.И.Максимовым.

Физический институт Лебедева РАН,  
Физический факультет МГУ

## PHENOMEN OF ELECTRIZATION CAUSED BY GRAVITATION OF MASSIVE BODY

D.A.KIRZHNITS, A.A.SHATSKY

The value of excess charge in the kernel of massive body (and the opposite in sign excess charge at the surface) caused by the influence of gravitational forces is determined.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *И.Е.Тамм*. Курс теории электричества. Наука, М., 1989.
2. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*. Статистическая физика, ч.1. Наука, М., 1995.
3. *С.Лундквист, М.Марч*, (ред). Теория неоднородного электронного газа. Мир, М, 1987.

УДК: 524.354.6-3

## НЕРАДИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В НЕОДНОРОДНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Д.В.ПОДГАЙНЫЙ, С.И.БАСТРУКОВ,  
И.В.МОЛОДЦОВА, В.В.ПАПОЯН

Поступила 10 марта 1996

Принята к печати 17 апреля 1996

Рассмотрена неоднородная модель нейтронной звезды с переменным профилем плотности вида:  $\rho_c(r) = \rho_c (1 - (2/3)\beta r^2/R^2) \exp(-\beta r^2/R^2)$ , где  $\rho_c$  - центральная плотность,  $R$  - радиус звезды и  $\beta$  - параметр неоднородности в радиальном распределении массы. Данная параметризация адекватно воспроизводит результаты численных эволюционных расчетов профиля плотности и позволяет получить в аналитическом виде параметры гидростатического равновесия и собственные моды нерадиальных колебаний невращающейся нейтронной звезды, моделируемой сферической массой несжимаемой невязкой жидкости. Показано, что характерным проявлением неоднородности звезды является наличие устойчивой дипольной  $f$ -моды, нижней в спектре собственных колебаний. Присутствие этой моды служит общим и главным отличительным признаком видимо всех неоднородных гидродинамических моделей отличительным признаком видимо всех неоднородных гидродинамических моделей от однородной модели Кельвина, в которой нижней устойчивой модой является квадрупольная. Полученные оценки периодов нерадиальных пульсаций совпадают с периодами микроимпульсов, наблюдаемых в усредненном профиле импульсов с-пульсаров. Это дает основание предположить, что регистрируемые вариации интенсивности излучения в интервале длительности микроимпульсов (порядка  $10^{-4}$ с) связаны с нерадиальными колебаниями звезды.

1. *Введение.* Спектр частот собственных колебаний звезд является дополнительным, наряду с эволюционными расчетами, источником информации о звездной структуре [1-3]. Эволюционный анализ строения нейтронной звезды явно указывает на неоднородный характер распределения массы в радиальном направлении [4-7]. Между тем, практически все исследования колебательной и вращательной динамики нейтронных звезд были выполнены в рамках однородной модели (см., например, [7-9] и приведенные там ссылки). Проведенный в наших предыдущих работах [10,11] сравнительный анализ гидродинамической и эластодинамической однородных звездных моделей показал, что в обеих моделях собственные нерадиальные моды зависят лишь от средней плотности однородной звезды, и, что нижней (следуя терминологии Каулинга [1,3])  $f$ -модой является квадрупольная. В настоящей статье мы рассматриваем проблему собственных мод нейтронной звезды в неоднородной модели с целью выявления в спектре частот собственных колебаний характерных признаков неоднородности радиального распределения массы. При этом за основу принимается гидродинамическая трактовка, в которой

крупномасштабные движения нейтронной материи моделируются уравнениями самогравитирующей невязкой жидкости:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.1)$$

$$\rho \frac{dV_i}{dt} + \frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial U}{\partial x_i} = 0, \quad (1.2)$$

$$\frac{dP}{dt} + \frac{5}{3} P \frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.3)$$

$$\Delta U = 4\pi G \rho \quad (1.4)$$

Как и в [10,11] мы ограничиваемся нерелятивистским описанием гравитационных эффектов. Поскольку модель, основанная на ньютоновской теории тяготения правильно передает значения основных равновесных параметров нейтронной звезды (прежде всего массы и радиуса), то можно предположить, что использование нерелятивистской теории гравитации не приведет к серьезным ошибкам при оценках собственных частот нерадиальных колебаний.

2. *Равновесные параметры неоднородной модели.* Наше изучение основывается на следующей параметризации профиля плотности

$$\rho_0(r) = \rho_c \left( 1 - \frac{2}{3} \beta \frac{r^2}{R^2} \right) \exp(-\beta r^2 / R^2), \quad (2.1)$$

где  $\rho_c$  - центральная плотность,  $R$  - радиус звезды и  $\beta$  - параметр неоднородности радиального распределения массы, значения которого лежат в интервале  $0 \leq \beta \leq 3/2$ , что является следствием условия положительной определенности плотности:  $\rho(r) > 0$ , при  $0 < r < R$ . Подчеркнем, что выбор данной параметризации не случаен и сделан потому, что она адекватно воспроизводит результаты численных эволюционных расчетов профиля плотности. Такая параметризация непригодна для описания других известных классов звезд-гигантов, звезд главной последовательности и белых карликов. Для этих звезд центральная плотность на несколько порядков выше средней (для звезд, скажем, главной последовательности в  $10^3$ - $10^5$ ), тогда как в нейтронных звездах центральная плотность превышает среднюю (приблизительно равную удвоенной плотности нормальной ядерной материи [11]) лишь в 3-5 раз. Последнее обстоятельство делает заданную выражением (2.1) параметризацию профиля плотности применимой только к нейтронным звездам.

Простой расчет массы в изучаемой неоднородной модели дает:

$$M(\beta) = 4\pi \int_0^R \rho_0(r) r^2 dr = \frac{4\pi}{3} G \rho_c R^3 \exp(-\beta). \quad (2.2)$$

Используя стандартные граничные условия для уравнения Пуассона (1.4):

$$U_0^{in} = U_0^{ex} \Big|_{r=R}, \quad \frac{dU_0^{in}}{dr} = \frac{dU_0^{ex}}{dr} \Big|_{r=R}, \quad (2.3)$$

можно убедиться непосредственной проверкой, что гравитационный потенциал внутри и вне звезды определяется выражениями

$$U_0^{in}(\beta) = -\frac{2\pi}{3} G \frac{\rho_c}{\beta} R^2 \left[ \exp(-\beta r^2 / R^2) - (1 - 2\beta) \exp(-\beta) \right], \quad r \leq R, \quad (2.4)$$

и

$$U_0^{ex}(\beta) = -\frac{4\pi R^3}{3r} G \rho_c \exp(-\beta), \quad r \geq R. \quad (2.5)$$

Здесь и ниже индексом ноль помечены равновесные характеристики звезды. Уравнение гидростатического равновесия, дополненное условием свободной границы

$$\frac{dP_0}{dr} = -\rho_0 \frac{dU_0^{in}}{dr}, \quad P_0(R) = 0, \quad (2.6)$$

приводит к следующему выражению для давления:

$$P_0(\beta) = \frac{2\pi}{9} G \rho_c^2 \frac{R^2}{\beta} \left[ \left( 1 - \beta \frac{r^2}{R^2} \right) \exp(-2\beta r^2 / R^2) - (1 - \beta) \exp(-2\beta) \right]. \quad (2.7)$$

Таким образом, выбранная параметризация плотности делает возможным рассчитать аналитически гидростатическое равновесие в неоднородной модели. На рис. 1 изображены равновесная плотность  $\rho_0(r)$ , давление  $P_0(r)$  и потенциал самогравитации  $U_0(r)$  для различных значений параметра неоднородности профиля плотности  $\beta$ , рассчитанные по приведенным выше формулам. Из этого рисунка ясно видно, что предсказания модели для давления в центре звезды совпадают с известными ранее результатами [6].

Следует отметить, что в пределе  $\beta \rightarrow 0$ , мы точно воспроизводим равновесные характеристики однородной модели с плотностью, равной центральной плотности:

$$U_0^{in}(\beta = 0) = \frac{2\pi}{3} G \rho_c (r^2 - 3R^3), \quad P_0(\beta = 0) = \frac{2\pi}{3} G \rho_c^2 (R^2 - r^2). \quad (2.8)$$

Этот предельный переход, как будет далее показано, позволяет проследить наиболее характерные отличительные особенности неоднородной модели нейтронной звезды от однородной.

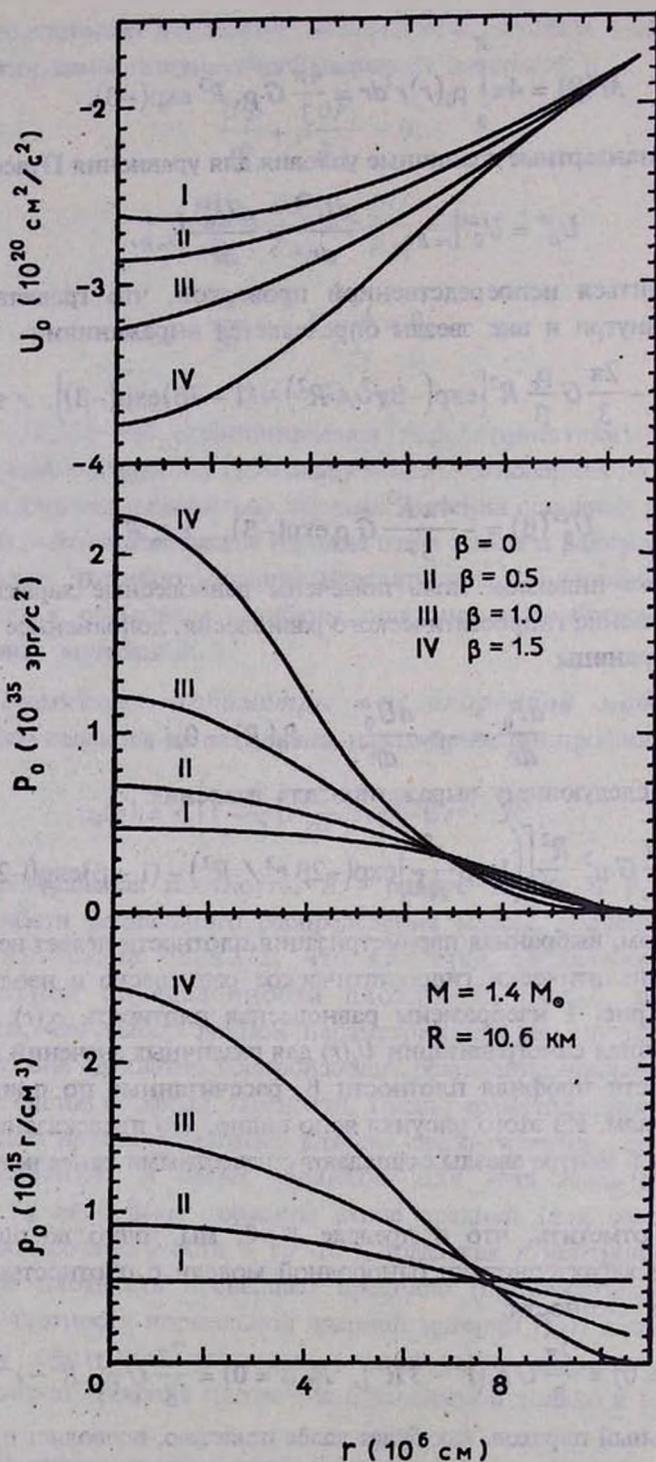


Рис. 1. Радиальное поведение равновесной плотности  $\rho_0(r)$ , давлений  $P_0(r)$  и потенциала самогравитации  $U_0(r)$  в зависимости от параметра неоднородности профиля плотности  $\beta$ .

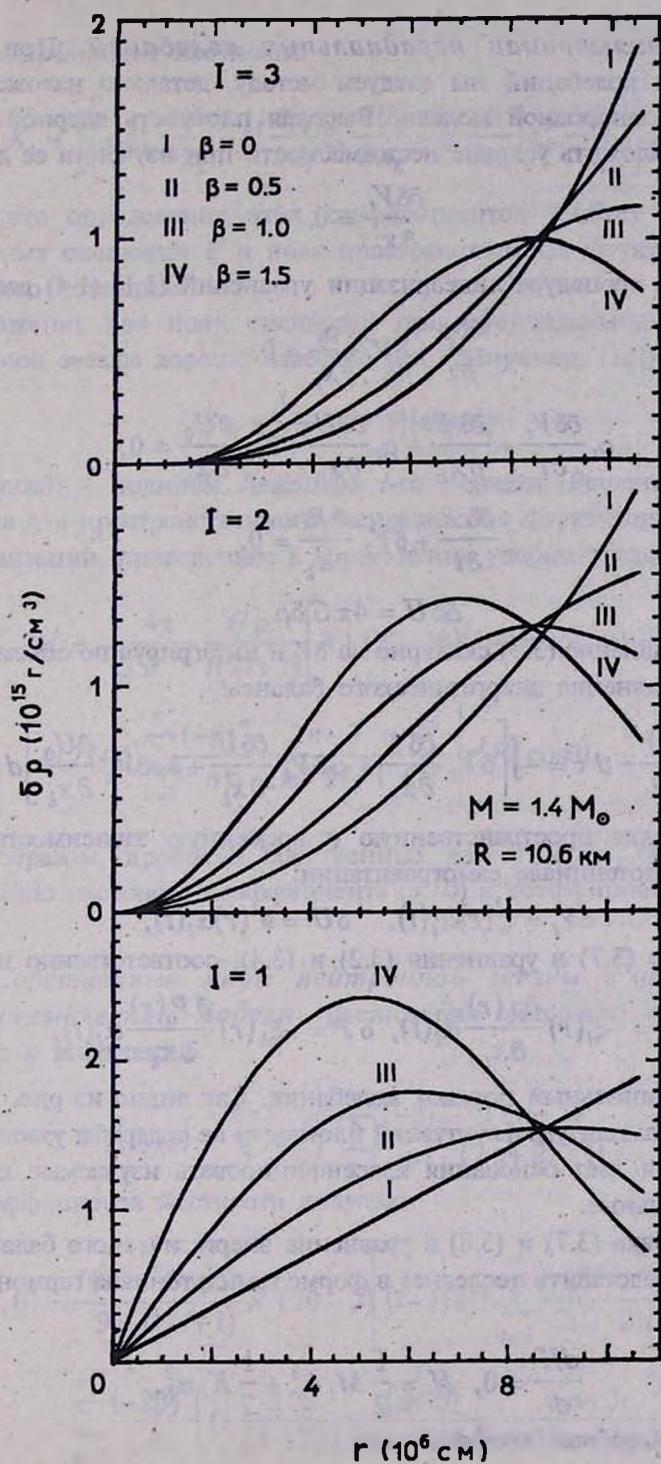


Рис. 2. Пространственная амплитуда флуктуаций плотности для дипольной, квадрупольной и октупольной  $l$ - мод.

3. *Гамильтониан нерадиальных колебаний.* При анализе собственных колебаний мы следуем методу, детально изложенному в [10,12] для однородной модели. Высокая плотность ядерной материи позволяет наложить условие несжимаемости при изучении ее движений

$$\frac{\delta V_i}{\delta x_i} = 0. \quad (3.1)$$

Стандартная процедура линеаризации уравнений (1.1)-(1.4) дает:

$$\frac{\delta \delta \rho}{\delta t} + \delta V_i \frac{\partial \rho_0}{\partial x_i} = 0, \quad (3.2)$$

$$\rho_0 \frac{\delta \delta V_i}{\delta t} + \frac{\delta \delta P}{\delta x_k} + \rho_0 \frac{\delta \delta U}{\delta x_i} + \delta \rho_0 \frac{\partial U_0}{\partial x_i} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\delta \delta P}{\delta t} + \delta V_k \frac{\partial P_0}{\partial x_k} = 0, \quad (3.4)$$

$$\Delta \delta U = 4\pi G \delta \rho. \quad (3.5)$$

Умножая уравнение (3.3) скалярно на  $\delta V_i$  и интегрируя по объему звезды, получаем уравнение энергетического баланса:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \rho_0 \delta V^2 d\tau = - \int \left[ \delta V_k \frac{\delta \delta P}{\delta x_k} + \rho_0 \delta V_k \frac{\delta \delta U}{\delta x_k} + \delta \rho \delta V_k \frac{\partial U_0}{\partial x_k} \right] d\tau. \quad (3.6)$$

Далее, разделяя пространственную и временную зависимости в поле скорости и потенциале самогравитации:

$$\delta V_i = \xi_i^l(r) \dot{\alpha}_l(t), \quad \delta U = \phi^l(r) \alpha_l(t), \quad (3.7)$$

и подставляя (3.7) в уравнения (3.2) и (3.4), соответственно имеем

$$\delta \rho = -\xi_i^l(r) \frac{\partial \rho_0(r)}{\partial x_i} \alpha_l(t), \quad \delta P = -\xi_k^l(r) \frac{\partial P_0(r)}{\partial x_k} \alpha_l(t), \quad (3.8)$$

где  $l$  - мультипольный порядок колебания. Как видно из рис. 2, пространственная амплитуда флуктуаций плотности не содержит узлов в объеме звезды, что и дает основания классифицировать изучаемые колебания как нерадиальные.

Подстановка (3.7) и (3.8) в уравнение энергетического баланса (3.6), позволяет представить последнее в форме гамильтониана гармонического осциллятора:

$$\frac{dH}{dt} = 0, \quad H = \frac{1}{2} M_l \dot{\alpha}_l^2 + \frac{1}{2} K_l \alpha_l^2. \quad (3.9)$$

Здесь  $M_l$  - массовый коэффициент:

$$M_l = \int_V \rho_0 \xi_i^l \xi_i^l d\tau. \quad (3.10)$$

и  $K_l$  - коэффициент жесткости:

$$K_l = \int_V \left[ \rho_0 \xi'_k \frac{\partial \phi'}{\partial x_k} - \xi'_l \frac{\partial \rho_0}{\partial x_l} \xi'_k \frac{\partial U_0}{\partial x_k} - \xi'_l \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \xi'_k \frac{\partial P_0}{\partial x_k} \right) \right] d\tau. \quad (3.11)$$

Видно, что определение этих коэффициентов требует знания поля мгновенных смещений  $\xi'_i$  и поля пространственных флуктуаций гравитационного потенциала  $\phi'$ .

Выражение для поля смещений при сфероидальных колебаниях однородной звезды хорошо известно (см., например, [12]):

$$\xi'_i = \frac{1}{lR^{l-2}} \nabla_i r^l P_l(\cos\theta), \quad (3.12)$$

где  $P_l(\cos\theta)$  - полином Лежандра  $l$ -го порядка. Решение уравнения Пуассона для пространственного распределения флуктуаций потенциала самогравитации, приведенное в Приложении удобно представить в виде

$$\phi' = -\frac{4\pi}{3R^{l-2}} \frac{G\rho_c}{l(2l+1)} \left[ 3 + (3-2\beta)(l-1)\exp(-\beta) - \right. \\ \left. -(2l+1) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{2n+3}{2n+2l+1} \frac{r^{2n}}{R^{2n}} \right] r^l P_l(\cos\theta). \quad (3.13)$$

Таким образом, проблема собственных частот  $\omega^2 = K_l/M_l$  сводится к вычислению массового коэффициента (3.10) и коэффициента жесткости (3.11).

4. *Собственные моды нейтронной звезды в неоднородной гидродинамической модели.* Вычисления массового коэффициента приводят к выражению

$$M_l(\rho_c, \beta) = \frac{4\pi}{3} \rho_c \frac{R^5}{l} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{(2n+3)}{(2n+2l+1)}. \quad (4.1)$$

Для коэффициента жесткости получаем

$$K_l(\rho_c, \beta) = \frac{16\pi^2}{9} \frac{G\rho_c^2}{l(2l+1)} R^5 (2\beta-3) \left[ (l-1) e^{-\beta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{2n+3}{2n+2l+1} - \right. \\ \left. - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-2\beta)^n}{n!} \left( l + \frac{2l\beta}{(3-2\beta)} \frac{(n+5)}{(2n+2l+3)} - \frac{n+3}{2n+2l+1} \right) \right] \quad (4.2)$$

Частотный спектр собственных колебаний нейтронной звезды в изучаемой

неоднородной модели имеет вид

$$\omega_l^2(\beta) = \frac{4\pi G \rho_c (2\beta - 3)}{3 l(2l+1)} \times \left[ (l-1) e^{-\beta} - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-2\beta)^n}{n!} \left( l + \frac{2l\beta}{(3-2\beta)} \frac{(n+5)}{(2n+2l+3)} - \frac{n+3}{2n+2l+1} \right) \right] \quad (4.3)$$

$$\times \left[ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{2n+3}{2n+2l+1} \right]$$

Это выражение представляет основной результат настоящей работы. Из (4.3) следует, что частоты нерадиальных колебаний чувствительны к характеру неоднородности, поскольку явно зависят от параметра неоднородности  $\beta$ . При  $\beta=0$ , что соответствует однородной модели,  $f$ -моды неоднородной модели (4.3) точно совпадают с кельвиновскими модами собственных нерадиальных колебаний однородной сферической массы невязкой несжимаемой жидкости с плотностью равной  $\rho_c$  [1,3,13]:

$$\omega_l^2(\beta=0) = \omega_G^2 \frac{2l(l-1)}{(2l+1)}, \quad \omega_G^2 = \frac{4\pi}{3} G \rho_c. \quad (4.4)$$

Мы уже отмечали, что главный вывод однородной модели состоит в том, что (i) собственные  $f$ -моды нерадиальных колебаний зависят лишь от средней плотности звезды, и (ii) нижайшая мода является квадрупольной  $l=2$ . Принципиальное отличие предсказаний неоднородной модели от

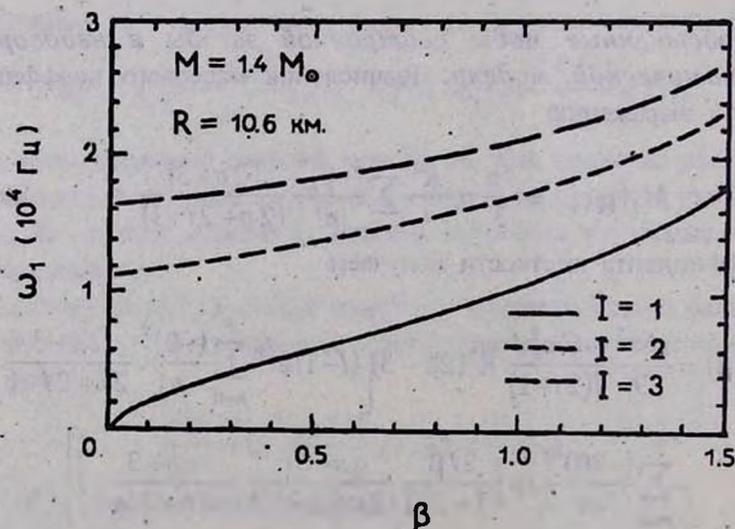


Рис. 3. Частоты собственных нерадиальных колебаний нейтронной звезды в зависимости от параметра неоднородности профиля плотности  $\beta$ .

однородной продемонстрировано на рис. 3. Видно, что неоднородность распределения массы проявляется в присутствии в спектре устойчивой дипольной моды, которая является нижней.

Конструктивно появление дипольной  $f$ -моды обусловлено вкладом в жесткость слагаемого пропорционального градиенту равновесной плотности:

$$\int_V \xi_l' \frac{\partial \rho_0}{\partial x_l} \xi_k' \frac{\partial U_0}{\partial x_k} d\tau = \frac{32}{9} \pi^2 G \rho_c^2 \frac{R^5}{2l+1} \beta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-2\beta)^n}{n!} \frac{(n+5)}{(2n+2l+3)}. \quad (4.5)$$

В однородной модели этого слагаемого в выражении для жесткости вообще не возникает. Интегральные вклады в жесткость, связанные с градиентом равновесного давления и флуктуаций потенциала самогравитации, соответственно равны:

$$\int_V \xi_l \frac{\partial}{\partial x_l} \left( \xi_k \frac{\partial P_0}{\partial x_k} \right) d\tau = -\frac{16}{9} \pi^2 G \rho_c^2 \frac{R^5}{2l+1} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-2\beta)^n}{n!} (n+3), \quad (4.6)$$

$$\int_V \rho_0 \xi_k \frac{\partial \phi}{\partial x_k} d\tau = -\frac{16\pi^2 G \rho_c^2}{9} \frac{R^5}{l} \left[ \frac{(3-2\beta)(l-1)}{(2l+1)} \times \right. \\ \left. \times e^{-\beta} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{2n+3}{2l+2n+1} + \frac{(3-2\beta)}{(2l+1)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{n+3}{2l+2n+1} \right] \quad (4.7)$$

В однородной модели жесткость нерадиальных колебаний определяется суммарным вкладом этих двух последних интегралов; в пределе  $\beta=0$ , выражение для жесткости точно переходит в кельвиновское, приведенное в работе [10].

**5. Выводы.** В настоящей статье мы рассмотрели точно решаемую неоднородную модель холодной невращающейся нейтронной звезды. Главная цель нашего изучения состояла в выявлении характерных признаков неоднородности в спектре собственных мод нерадиальных колебаний. Подобрав радиальную зависимость плотности таким образом, чтобы воспроизвести профиль плотности, полученный из численных эволюционных расчетов, основные равновесные характеристики (такие как потенциал самогравитации и давление) были рассчитаны в аналитическом виде. В рамках гидродинамической модели звездной среды решена задача о собственных нерадиальных  $f$ -модах в неоднородной модели.

Основной результат представленного анализа состоит в том, что характерным динамическим проявлением неоднородности в радиальном

распределении плотности является наличие дипольной  $f$ -моды, которая появляется только благодаря неоднородности и оказывается нижайшей устойчивой модой в спектре частот собственных нерадиальных колебаний. Данный вывод не зависит от конкретного вида неоднородности профиля плотности, поскольку он получен из общих уравнений линейной колебательной динамики самогравитирующей сферической массы несжимаемой невязкой жидкости. Это позволяет заключить, что присутствие дипольной моды является главной отличительной чертой неоднородных гидродинамических моделей от однородной модели Кальвина [9], в которой нижайшей устойчивой модой является квадрупольная.

Из полученных оценок на периоды нерадиальных колебаний следует, что по порядку величины они совпадают с длительностью микроимпульсов, наблюдаемых в среднем профиле импульсов, следуя классификации Тейлора-Хюгенина [14], с-пульсаров (см. также [6]). Последнее обстоятельство дает основание предположить, что вариации интенсивности излучения, регистрируемые на временном интервал микроимпульсов (длительность которых оценивается величиной порядка  $10^{-4}$  с), вполне могут быть обусловлены нерадиальными колебаниями этих компактных объектов.

Авторы признательны проф.Ф.Веберу за обсуждение ряда вопросов, затронутых в настоящей статье.

### Приложение

Для определения пространственного распределения флуктуаций потенциала самогравитации  $\phi(r)$  необходимо решить уравнение Пуассона (3.5), которое должно быть дополнено следующими граничными условиями

$$U_0^m + \delta U^m = U_0^\alpha + \delta U^\alpha, \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial U_0^m}{\partial r} + \frac{\partial \delta U^m}{\partial r} = \frac{\partial U_0^\alpha}{\partial r} + \frac{\partial \delta U^\alpha}{\partial r}, \text{ при } R(t) = R(1 + \alpha_i(t) P_i(\cos\theta)). \quad (6.2)$$

Уравнение для внутренней области имеет следующий вид:

$$\Delta \delta U = \frac{40}{3} \pi G \rho_c r' \frac{A_i}{R^2} \beta \left( 1 - \frac{2}{5} \beta \frac{r^2}{R^2} \right) P_i(\cos\theta) \times \\ \times \exp(-\beta r^2 / R^2) \alpha_i(t), \quad A_i = \frac{1}{iR^{i-2}}. \quad (6.3)$$

Решение данного уравнения будем искать в виде суммы общего решения  $\delta U_g$  для однородной задачи и частного решения  $\delta U_p$  для данной неоднородной задачи

$$\delta U = \delta U_g + \delta U_p, \text{ где } \delta U_g = A_l r^l P_l(\cos\theta) \alpha_l(t), \quad (6.4)$$

где  $\delta U_g$  — решение соответствующего однородного уравнения — уравнения Лапласа:  $\Delta \delta U_g = 0$ . Частное решение неоднородного уравнения ищем в виде:

$$\delta U_p = f(r) r^l P_l(\cos\theta) \alpha_l(t). \quad (6.5)$$

Подставляя (6.5) в (6.3) приходим к следующему уравнению для функции  $f(r)$ :

$$\frac{d^2 f}{dr^2} + \frac{2(l+1)}{r} \frac{df}{dr} = \frac{40}{3} \pi G \rho_c \frac{A_l}{R^2} \beta \left( 1 - \frac{2}{5} \beta \frac{r^2}{R^2} \right) \exp(-\beta r^2 / R^2). \quad (6.6)$$

После замены  $Z = df/dr$ , уравнение (6.6) принимает вид:

$$\frac{dZ}{dr} + \frac{2(l+1)}{r} Z = \frac{40}{3} \pi G \rho_c \frac{A_l}{R^2} \beta \left( 1 - \frac{2}{5} \beta \frac{r^2}{R^2} \right) \exp(-\beta r^2 / R^2). \quad (6.7)$$

Представляя функцию  $Z$  в виде произведения  $Z = X(r)Y(r)$  и подставляя это выражение в (6.7), получим

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dr} Y + \left( \frac{dY}{dr} + \frac{2(l+1)}{r} Y \right) X &= \\ = \frac{40}{3} \pi G \rho_c \frac{A_l}{R^2} \beta \left( 1 - \frac{2}{5} \beta \frac{r^2}{R^2} \right) \exp(-\beta r^2 / R^2). \end{aligned} \quad (6.8)$$

Потребуем, чтобы функция  $Y$  удовлетворяла условию:

$$\frac{dY}{dr} + \frac{2(l+1)}{r} Y = 0. \quad (6.9)$$

Решением последнего является функция  $Y = r^{-2(l+1)}$ . Подставляя найденное выражение для  $Y$  в уравнение (6.8) и, решая последнее относительно  $X$ , получаем:

$$\begin{aligned} X &= \frac{40}{3} \pi G \rho_c \frac{A_l}{R^2} \beta \int_0^r r^{2(l+1)} \left( 1 - \beta \frac{2}{5} \frac{r^2}{R^2} \right) \exp(-\beta r^2 / R^2) dr = \\ &= \frac{8}{3} \pi G \rho_c \frac{A_l}{R^2} \beta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{2n+5}{(2n+2l+1)} \frac{r^{2n+2l+3}}{R^{2n}}. \end{aligned} \quad (6.10)$$

Функция  $f(r)$  имеет вид:

$$f(r) = \frac{8}{3} \pi G \rho_c \frac{A_l}{R^2} \beta \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{2n+5}{(2n+2l+1)(2n+2)} \frac{r^{2n+2}}{R^{2n}}. \quad (6.11)$$

Окончательно находим, что регулярное в центре решение уравнения (6.3) с граничными условиями (6.1) и (6.2) имеет вид:

$$\delta U^m = -\frac{4\pi}{3} \frac{G \rho_c}{R^{l-2} l(2l+1)} \left[ 3 + (3-2\beta)(l-1) \exp(-\beta) - \right. \\ \left. -(2l+1) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{2n+3}{(2n+2l+1)} \frac{r^{2n}}{R^{2n}} \right] r^l P_l(\cos\theta) \alpha_l(r). \quad (6.12)$$

Отсюда следует, что пространственная зависимость флуктуаций потенциала  $\delta U = \phi'(r) \alpha_l(r)$ , дается выражением (3.13) для функции  $\phi'(r)$ . Для вариации внешнего потенциала, получаем:

$$\delta U^{\text{ex}} = -\frac{4\pi}{3} R^{l+3} \frac{G \rho_c}{l(2l+1)} \left[ l(3-2\beta) \exp(-\beta) - \right. \\ \left. - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-\beta)^n}{n!} \frac{n(2n+3)}{(2n+2l+1)} \right] r^{-l-1} P_l(\cos\theta) \alpha_l(r). \quad (6.13)$$

Саратовский государственный университет, Россия  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия  
Ереванский государственный университет, Армения

## NONRADIAL VIBRATIONS OF NEUTRON STAR IN NONHOMOGENEOUS HYDRODYNAMICAL MODEL

D.V.PODGAINY, S.I.BASTRUKOV,  
I.V.MOLODTSOVA, V.V.PAPOYAN

The nonhomogeneous model of neutron star is studied with the variable density profile of the form:  $\rho_0(r) = \rho_c (1 - (2/3)\beta r^2/R^2) \exp(-\beta r^2/R^2)$ , where  $\rho_c$  - is the central density,  $R$  - the star radius and  $\beta$  stands for the parameter of nonhomogeneity in radial distribution of mass. This parametrization provides

adequate description of the density profile computed within evolution models and allows one to calculate in analytic form parameters of hydrostatic equilibrium and eigenmodes of nonradial vibrations. It is shown that the characteristic manifestation of nonhomogeneity is the presence of a dipole f-mode which is the lowest stable mode. This likely is the main and general feature distinguishing nonhomogeneous hydrodynamic models from homogeneous Kelvin's model in which the lowest stable mode is the quadrupole one. Numerical estimates for periods of nonradial pulsations are found to be of the same order of magnitude as the periods of micropulses observable in the mean pulses profile of the c-pulsars. This allows one to assume that the variations in the radioemission intensity within the interval of micropulses (of the order of  $10^{-4}$ c) are associated with nonradial vibrations.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.P.Cox*, Theory of stellar pulsations, Princeton Univ.Press., Princeton, 1980.
2. *W.Unno, Y.Osaki, H.Ando, H.Shibahashi*, Nonradial oscillations of stars, Tokyo Univ. Press, Tokyo, 1979.
3. *J.-L.Tassoul*, Theory of rotating stars, Princeton Univ. Press., Princeton, 1978.
4. *S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky*, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars., Wiley, New York, 1983.
5. *А.Б.Мигдал, Д.Н.Воскресенский, Е.Е.Саперштейн, М.А.Троицкий*, Пионные степени свободы в ядерной материи, Наука, М., 1991.
6. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, Изд-во Ереванского ун-та, Ереван, 1992.
7. *D.Pines, M.Ali Alpar*, The structure and evolution of neutron stars, New York: Addison-Wesley, 1992.
8. *В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Е.В.Чубарян*, Астрон.ж., 48 1195, 1971; Астрофизика, 8, 405, 1972.
9. *N.K.Glendenning, F.Weber, S.A.Mozzkowski*, Phys.Rev. C45, 844, 1992.
10. *С.И.Баструков, И.В.Молодцова, А.А.Букатина*, Астрофизика, 38, N1, 1995.
11. *S.I.Bastrukov, I.V.Molodtsova, V.V.Papoyan, F.Weber*, J.Phys. G22, N1, 1996.
12. *S.I.Bastrukov*, Phys.Rev. E53, N1, 1995.
13. *S.Chandrasekhar*, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Clarendon, 1961.
14. *J.H.Taylor, G.R.Huguenin*, Astrophys.J., 167, 273, 1971.

УДК: 524.354.4-77

## РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ. II (наклонный ротатор)

Г.С.СААКЯН

Поступила 6 марта 1996

Предложен новый механизм образования радиоизлучения пульсара. Выведена формула радиосветимости пульсара для случая наклонного ротатора.

Настоящая статья является непосредственным продолжением нашей предыдущей статьи (Астрофизика, 39, 303, 1996). С целью сохранения целостности работы, изложенной в этих двух статьях, мы сохранили последовательность нумерации как параграфов, так и формул.

4. *Режим работы магнитной воронки.* В предыдущем параграфе мы убедились, что суммарный пробег радиационных процессов  $l = z_{\text{в}} + l_{\text{в}} + l_{\text{п}}$  намного меньше высоты магнитной воронки  $h$ . Благодаря этому обстоятельству, здесь развивается процесс быстрого размножения числа частиц. В результате этого в магнитной воронке формируются два интенсивных ультрарелятивистских одинаковых потока частиц: стремящийся по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов.

Из-за того, что  $l \ll h$ , рождение электронно-позитронных пар на всех высотах происходит приблизительно с одинаковым темпом. Этот темп настолько высок, что несмотря на катастрофическую утечку частиц со дна и потолка магнитной воронки, в ней образуется плазма, в которой плотность со временем экспоненциально растет. Несмотря на то, что плазма локально не нейтральная, она не рассивается по боковым сторонам, так как движение частиц в поперечном к силовым линиям направлении гасится весьма эффективным синхротронным излучением.

В соответствии с вышеописанной усредненной картиной, на данном месте магнитной воронки плотность частиц должна быть пропорциональна магнитной индукции на этом месте, т.е. мы предполагаем приблизительно равномерное пространственное распределение частиц, но с поправкой на то, что силовые линии магнитного поля (с которыми связано движение частиц) с удалением от полюса расходятся. Для дипольного магнитного поля  $B(r) \sim r^{-3}$ , поэтому

$$n(r, t) \approx n(t) \frac{R^3}{r^3}, \quad (59)$$

где  $n(0)$  - начальная плотность частиц вблизи полюса звезды.

Благодаря предполагаемой инжекции электронов от магнитной шапки

(случай  $\alpha < \pi/2$ ) в магнитной воронке образуется, движущийся со скоростью близкой к скорости света, облако частиц:  $n(0)R^3/r^3$  - плотность этих первичных частиц. В случае соосного ротатора  $n(0) = \Omega B_s / (2\pi e c)$ . В соответствии с этим в случае наклонного ротатора

$$n(0) = \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c}. \quad (60)$$

Площадь поперечного сечения радиационного канала на расстоянии  $r$  от центра звезды равна

$$S(r) \approx \pi (r \varepsilon_m)^2 \approx \frac{\pi \Omega C_\alpha^2}{c} r^3, \quad (61)$$

где  $\varepsilon_m$  - определяемый формулой (35) угол, а  $r \varepsilon_m(r)$  - радиус поперечного сечения радиационного канала.

В данный момент времени число частиц в магнитной воронке равно

$$N(t) \approx \int_R^{R+h} n(r, t) S(r) dr \approx \frac{\pi \Omega R^3 h C_\alpha^2}{c} n(t). \quad (62)$$

Число  $N$  определяется следующим уравнением баланса

$$dN \approx 2 \int_R^{R+h} \frac{n(r, t) S(r) dr c dt}{l} - S(R+h) n(R+h, t) c dt - S(R) n(R, t) c dt. \quad (63)$$

Здесь первый член уравнения представляет число электронов и позитронов, образованных в магнитной воронке в актах аннигиляции квантов изгибного излучения с энергией (47) за интервал времени  $dt$ , второй и последний члены представляют соответственно утечку частиц через потолок и дно магнитной воронки (эти члены равны друг другу), наконец  $l = \Delta r + l_+ + l_-$  - общий пробег цепочки радиационных процессов: набирания частицей энергии до значения порядка  $m_e c^2 \gamma_m x^{-3/4}$ , испускания кванта изгибного излучения с характерным значением энергии и аннигиляции этого кванта. Пробег  $l_+$  мал по сравнению с  $l_-$ , что касается  $\Delta r$ , то он порядка  $l_-$ :  $\Delta r / l_- \approx (2.4/x)^3 \approx 1$  для средней части магнитной воронки. В приводимых здесь оценках можно принять

$$l \approx 2l_- \approx \frac{2 \cdot 10^3 x^{25/4}}{\Omega B_{12}^{7/4} R_6^{1/2} C_\alpha^{1/2} (f \cos \alpha)^{3/4}}. \quad (64)$$

Подставляя в (63) приведенные в (59), (61), (62) выражения  $n(r, t)$ ,  $S(r)$ ,  $N(t)$ , и затем опуская явно малое слагаемое, соответствующее сумме последних двух членов в уравнении (63), приходим к следующему результату

$$\frac{dn(t)}{n(t)} \approx \frac{dt}{\tau},$$

где

$$\tau \approx \frac{1.05 \cdot 10^{-6}}{\Omega^{17/21} B_{12}^{17/12} R_6^{3/14} C_\alpha^{17/42} (f \cos \alpha)^{17/28}} \text{ сек.} \quad (65)$$

Учитывая (59) и (60), получаем

$$n(r, t) \approx \eta \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c x^3} e^{t/\tau}. \quad (66)$$

Здесь введен множитель  $\eta(x)$  для того, чтобы учесть обогащение потока первичных частиц вторичными частицами, которые образовались в предшествующих слоях магнитной воронки. Пока нет надобности обсудить вопрос о численном значении параметра  $\eta$ , но к нему мы вернемся позже при обсуждении радиосветимости пульсара. Напомним, что в (66) время  $t$  отсчитывается с того момента, когда в магнитной воронке устанавливается приблизительное равномерное распределение частиц. По своему смыслу  $\tau$  представляет собой масштаб времени активной работы магнитной воронки. По существу оно равно

$$\tau \approx \frac{\bar{l}}{2c} \approx 3.33 \cdot 10^{-8} \frac{\bar{x}^{25/4}}{\Omega}, \quad (67)$$

где  $\bar{l}$  - средний пробег,  $\bar{x} \approx 2$ .

Таким образом, утечка частиц со дна и потолка магнитной воронки не играет заметной роли, и со временем плотность частиц в ней экспоненциально растет. Этот рост, конечно, не может продолжаться долго. Через некоторое время  $\tau_1 > \tau$  должно наступать захлопывание магнитной воронки, т.е. снятие напряжения в ней.

После захлопывания магнитной воронки и выбрасывания значительной части частиц из нее, немедленно начинается процесс ее восстановления. Восстановление магнитной воронки, разумеется, должно начинаться от поверхности магнитной шапки звезды с образованием щели над ней, потолок которого затем со скоростью света раздвигается вверх до достижения предельной высоты  $h$ . Однако процессы размножения квантов и частиц (формирование радиоизлучения) начинаются до завершения полного восстановления магнитной воронки, а именно, когда потолок щели достигает высоты  $z \approx z_m \approx 1.4 \cdot 10^4 / \Omega$ . Это то расстояние, на котором энергия первичной частицы в радиационном канале достигает своего максимального значения. Строго говоря, в радиационном канале образование плазмы с нарастающей плотностью начинается чуть позже, а именно, после первых актов рождения квантов изгибного излучения с энергией  $\hbar \omega_c \gg m_e c^2$  и их последующей аннигиляции, т.е. фактически тогда, когда потолок расширяющейся щели достигает высоты  $z \approx z_m + l_e + l_p$ , над магнитной шапкой. Но на этих расстояниях  $z = r - R \ll R$ , поэтому можно утверждать, что активная работа магнитной воронки (процесс формирования радиоизлучения пульсара) начинается с того момента, когда потолок щели достигает высоты  $z \approx z_m$ .

Во избежание возможных недоразумений считаем необходимым оговорить, что вышеописанная картина работы магнитной воронки вступает в силу только после того, как потолок восстанавливающей щели достигает высоты  $z \approx h$ . Здесь все процессы протекают со скоростью света, поэтому с этого момента и устанавливается примерно равномерное распределение частиц, конечно, с учетом факта расхождения магнитных силовых линий (расширение поперечного сечения магнитной воронки). Именно только после этого временная эволюция состояния плазмы описывается формулой (66). Следовательно, в рассматриваемой фазе работа магнитной воронки кроме времени  $\tau$  характеризуется еще промежутком времени  $\tau_1$ , представляющий продолжительность ее функционирования до наступления разрядки. Однако, кроме времен  $\tau$  и  $\tau_1$ , работа магнитной воронки определяется еще двумя другими интервалами времени  $\tau_2$  и  $\tau_3$ . Первое из них представляет продолжительность процесса полного восстановления магнитной воронки (период прекращения процесса формирования радиоизлучения), а второе -  $\tau_3$  представляет полную продолжительность процесса формирования радиоизлучения пульсара в одном цикле действия магнитной воронки. К вопросу этих интервалов времени мы еще вернемся.

Теперь подробно обсудим вопрос интервала времени  $\tau_1$ . Нижняя его граница более или менее известна: по всей вероятности  $\tau_1 \geq \tau$ . Не исключена и возможность того, что  $\tau_1 < \tau$ , т.е. в магнитной воронке разрядка наступит сразу же после достижения потолка щели на высоту  $z \approx h$ . Из косвенных соображений можно установить некоторое ограничение и на его величину сверху. Так, из выражений (24) и (25) для напряженностей электрического поля в звезде и ее магнитосфере следует, что нейтронная звезда заряжена:

$$Q = \frac{\Omega B_p R^3}{c} \cos \alpha - \frac{2\Omega B_p R^3}{3c} \cos \alpha = \frac{\Omega B_p R^3}{3c} \cos \alpha, \quad (68)$$

где первое слагаемое представляет поверхностный, а второе - объемный заряды звезды. Это соответствует нормальному состоянию вращающейся намагниченной звезды, которое является стационарным с высокой степенью точности. Свидетельством этого является весьма медленное торможение темпа вращения пульсара. Процессы, происходящие в радиационном канале, в принципе вносят некоторый элемент нестационарности в эту ситуацию. Однако это нарушение является лишь малым возмущением на основном стабильном фоне состояния нейтронной звезды с ее магнитосферой, за исключением самого очага нестационарности - радиационного канала. Воспользуемся этим фактом для получения некоторой информации о времени работы магнитной воронки  $\tau_1$ .

За период активной работы магнитной воронки, когда в ней существует сильное продольное электрическое поле, на звезду через ее магнитные шапки падает поток позитронов. В результате этого, звезда приобретает дополнительный положительный заряд

$$Q_1 \approx 2 \int_0^{\tau_1} \pi (R \varepsilon_p)^2 \frac{1}{2} c n(R, t) dt \approx \frac{\Omega^2 B_p R^3}{2c} C_\alpha^2 \cos \alpha \cdot \tau e^{\tau_1/\tau}. \quad (69)$$

Здесь  $R \varepsilon_p = C_e R (\Omega R/c)^{1/2}$  - радиус магнитной шапки звезды,  $n(R, t)$  - плотность частиц вблизи полюса (она определяется формулой (66) при  $r=R$ ,  $0.5nc$  - падающий на магнитную шапку поток позитронов, наконец, двойка перед интегралом учитывает вклад от второго радиационного канала пульсара. При получении результата (69) было предположено, что  $\tau_1 > \tau$ .

Со временем, накопления в звезде заметного количества положительного заряда, сверх того, что присуще квазиравновесному состоянию, не происходит. По-видимому, заряд  $Q_1$  непрерывно удаляется обратными токами, которые, по всей вероятности, должны существовать в промежуточных слоях между радиационными каналами и магнитосферой звезды [1]. Но более правдоподобно то, что он по радиационным каналам выбрасывается обратно, когда в них продольное электрическое поле исчезает. Итак, логика фактов позволяет утверждать, что  $Q_1 \ll Q$ , откуда следует, что

$$e^{\tau_1/\tau} \ll \frac{2}{3\Omega\tau}.$$

Учитывая (65) и пренебрегая сравнительно малым слагаемым

$$\ln[\Omega^{-0.2} B_{12}^{1.4} R_6^{0.2} C_\alpha^{0.4} (f \cos \alpha)^{0.6}], \text{ для } \tau_1 \text{ получаем } \tau_1 < 12.9\tau, \text{ следовательно} \\ \tau < \tau_1 < 13\tau. \quad (70)$$

Еще об одном обстоятельстве, имеющем прямое отношение к вопросу о продолжительности работы магнитной воронки. В следующем параграфе показывается, что очагом формирования радиоизлучения пульсара является магнитная воронка. Вопрос в том, что в условиях экспоненциального роста плотности частиц необходимо выяснить, при каких условиях здесь возможно формирование и распространение радиоволн. В обычной плазме распространение радиоволн возможно лишь при частотах  $\omega > \omega_0$ , где

$$\omega_0 = \left( \frac{4\pi e^2 n}{m_e} \right)^{1/2}$$

плазменная частота. В нашем случае плазма ультрарелятивистская, поэтому в этой формуле взамен  $m_e$  мы должны подставить  $m_e \gamma \approx m_e \gamma_m x^{3/4}$ , следовательно

$$\omega_0 = \left( \frac{4\pi e^2 n}{m_e \gamma_m} \right)^{1/2} x^{3/8}, \quad (71)$$

где  $n$  - плотность частиц относительно лабораторной системы отсчета, она определяется формулой (66). Требуя  $\omega_0 < \omega$ , отсюда получаем

$$t < 2\tau \left( 7.93 + \ln \frac{\omega_0 R_6^{0.25} x^{1.1}}{\Omega^{0.5} B_{12}^{0.38} (\cos\alpha)^{0.38}} \right) \approx 16\tau,$$

где  $\omega = 10^9 \omega_0$ , - частота радиоволны. Таким образом, только при  $\tau_1 < 16\tau$  в магнитной воронке могут формироваться и распространяться радиоволны. Позже, при сравнении теоретической оценки радиосветимости пульсара с ее наблюдаемой радиосветимостью видно будет, что значение  $\tau_1$  заметно меньше найденных здесь верхних пределов. Заметим также, что приведенные верхние пределы, по-видимому, заметно завышены, так как при их получении не учтено то обстоятельство, что формирование радиоизлучения пульсара начинается до того, как в магнитной воронке устанавливается распределение, описываемое формулой (66).

5. *Радиоизлучение пульсара.* Обсудим более подробно поведения электрона и позитрона после их рождения в акте аннигиляции кванта изгибного излучения. Рассмотрим сначала частицы, сопровождающие направленный вверх по радиационному каналу основной поток электронов. Только что родившийся электрон, под влиянием продольного электрического поля (31), с ускорением движется по магнитной силовой линии вверх и на сравнительно коротком отрезке пути, порядка (56), приобретая достаточно высокую энергию, становится равноправным членом основного потока электронов.

Позитрон после своего появления на относительно малом отрезке пути, порядка (57), преодолевая тормозящее действие электрической силы, сначала движется по магнитной силовой линии вверх, затем, исчерпав свою кинетическую энергию, изменив направление движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды. *Важным обстоятельством здесь является то, что перед изменением направления движения, на узком отрезке пути, энергия позитрона становится как раз такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон.*

Релятивистский множитель позитрона перед изменением направления движения равен

$$\gamma_+(\xi) \approx \frac{eE_B}{m_e c^2} \xi \approx \frac{e\Omega B_z R_f \cos\alpha}{m_e c^3 x^4} \xi, \quad (72)$$

где  $\xi$  - расстояние позитрона до места изменения направления движения,  $r = R_x$  - расстояние, где произошла аннигиляция кванта, для  $E_B$  использована формула (31). Напомним, что длина отрезка пути, на котором происходит полное торможение движения позитрона, очень мала  $\Delta r_+ \ll r$ , поэтому на этом расстоянии  $x$  можно считать постоянным. Характерная частота изгибного излучения позитрона на этом отрезке пути равна

$$\omega = \frac{3c\gamma^3}{2\rho_c} \approx 2.51 \cdot 10^{17} \Omega^3 B_{12}^3 R_6^2 (f \cos\alpha)^3 \frac{e\xi^3}{x^{13}}. \quad (73)$$

Здесь  $\nu(r)$  - отсчитанный от оси радиационного канала полярный угол точки магнитной силовой линии, по которой движется позитрон, для

радиуса кривизны этой линии использована формула

$$R \approx \frac{4r}{3\varepsilon}. \quad (74)$$

Подставив в (73) выражение (35) для угла  $\varepsilon_m(r)$  крайней магнитной силовой линии радиационного канала, можно составить представление о типичном значении расстояния  $\xi$ , на котором характерная частота изгибного излучения позитрона попадет в радиодиапазон:

$$\xi_m \approx 0.019 \frac{\omega_{10}^{1/3} x^{25/6}}{\Omega^{7/6} B_{12} R_6^{5/6} C_\alpha^{1/3} f \cos \alpha}. \quad (75)$$

Соответствующее значение релятивистского множителя позитрона равно

$$\gamma_+ \approx 371 \omega_{10}^{1/3} \left( \frac{R_6 x}{\Omega C_\alpha^2} \right)^{1/6}. \quad (76)$$

Ввиду того, что плотность частиц в магнитной воронке достаточно большая, в диске с толщиной порядка  $\xi_m(x)$  и радиусом порядка  $r$   $\varepsilon_m(r)$  фактически мы имеем дело не с одним позитроном с релятивистским множителем  $\gamma_+ \sim 400$ , а с большим числом таких частиц, характерная частота изгибного излучения которых приходится в диапазон радиочастот. Поэтому ниже речь пойдет об отрезке потока позитронов с толщиной  $0 < \xi \leq \xi_m(r)$

вдоль силовых трубок магнитного поля. Эта полоса потока позитронов по сути дела представляет собой сгусток положительного заряда с достаточно малыми размерами, поэтому испускает радиоизлучение когерентным образом.

Уточним размеры отрезка позитронного тока, характерная частота изгибного излучения частиц которого попадает в радиодиапазон. Подставляя в (73)  $\omega_{\min} \approx 0.001 \omega_{\max} \approx 10^8$ , получаем

$$\xi_{\min} \approx 0.1 \xi_{\max},$$

т.е. толщина излучающего в радиодиапазоне отрезка тока порядка  $\xi_m$ . В поперечном же к магнитным силовым линиям направлении для заданного  $\xi$  имеем

$$\varepsilon_{\min}(r) \approx \frac{\omega_{\min}}{\omega_{\max}} \varepsilon_m(r) \approx 10^{-3} \varepsilon_m(r),$$

т.е.

$$\varepsilon_{\max}(r) - \varepsilon_{\min}(r) \approx c_\alpha \left( \frac{\Omega r}{c} \right)^{1/2}. \quad (77)$$

Таким образом, полоса позитронного тока (фактически сгусток положительного заряда), генерирующий изгибное радиоизлучение имеет форму шайбы с радиусом  $r$   $\varepsilon_m$  (с небольшим отверстием в центре) и толщиной приблизительно равной  $\xi_m(r)$ .

Изгибное излучение таких полос позитронного тока существенно

немонохроматическое. В каждом из них, как в поперечном, так и в продольном относительно к магнитным силовым линиям направлениях, частота изгибного излучения позитрона изменяется в широком интервале, охватывая весь диапазон радиочастот. Но рассматриваемый отрезок позитронного тока можно разбить на такие элементы, излучение которых приблизительно монохроматическое.

Из (73) для заданного  $\xi$  имеем

$$\Delta\varepsilon = \frac{\Delta\omega}{\omega} \varepsilon,$$

где  $\Delta\varepsilon$  - изменение меридианального угла  $\varepsilon$ , соответствующее изменению частоты изгибного излучения на  $\Delta\omega$ . Монохроматичность изгибного излучения в поперечном направлении можно обеспечить, если потребовать  $\Delta\omega \leq \omega$ . Ниже мы примем  $\Delta\omega = \omega/s$ , где предполагается, что  $s$  порядка

единицы. Следовательно, при фиксированном значении  $\xi$ , изгибное излучение кольцевого элемента позитронного тока с полярными углами в интервале  $(\varepsilon, \varepsilon + \Delta\varepsilon)$  приблизительно является монохроматическим, если

$$\Delta\varepsilon \approx \varepsilon/s. \quad (78)$$

Для заданного кольцевого слоя  $r\Delta\varepsilon$  частота изгибного излучения зарядов быстро изменяется и в зависимости от  $\xi$ . Так, из той же формулы (73) для фиксированного угла  $\varepsilon(r)$ , следует

$$\frac{\Delta\xi}{\xi} = \frac{\Delta\omega}{3\omega}.$$

Отсюда с той же степенью монохроматичности, как и в перпендикулярном к магнитным силовым линиям направлении, имеем

$$\Delta\xi \approx \frac{1}{3s} \xi \quad (79)$$

Таким образом, кольцеобразные элементы потока позитронов с размерами  $r\Delta\varepsilon$ ,  $\Delta\xi$ ,  $2\pi r\varepsilon$  являются когерентными источниками изгибного радиоизлучения с определенными частотами. Каждый из этих положительно заряженных элементов, со скоростью близкой к скорости света, движется вверх по своей трубке магнитных силовых линий. При этом излучения соседних колец позитронного тока не перекрываются, так как они испускаются в касательном к силовым линиям направлении.

Приведенные рассуждения о подборе когерентно излучающих элементов позитронного тока, нуждаются в дополнительном пояснении. Дело в том, что толщина полосы позитронного тока  $\xi_m$  растет пропорционально  $x^{25/6}$ , и начиная с некоторого  $x$ , необходимая для когерентности длина  $\Delta\xi \approx \xi/3s \approx \lambda$  может превышать длины волн диапазона регистрируемого пульсарного радиоизлучения. Поэтому необходимо потребовать  $\xi_m < \lambda_m$ , где  $\lambda_m$  - примерная наибольшая длина волн регистрируемого пульсарного излучения. Используя (75), из этого требования получаем  $x < x_c$ , где

$$x_r \approx \frac{5.24}{\omega_{10}^{0.32}} \Omega^{7/25} B_{12}^{6/25} R_6^{1/5} C_a^{2/25} (\cos \alpha)^{6/25}, \quad (80)$$

фактически

$$h_r = R(x_r - 1) \approx R x_r$$

представляет высоту той области радиационного канала, где происходит формирование радиоизлучения пульсара. Здесь мы имеем новое определение высоты магнитной воронки. Примечательно, что его результат согласуется с приведенным в (58) результатом:

$$\frac{h_r}{h} \approx 0.8 \omega_{10}^{-0.32} \Omega^{0.1}.$$

Итак, направленный вверх по радиационному каналу ультрарелятивистский основной поток электронов сопровождается полосками позитронного тока (движущийся со скоростью света сгусток положительного заряда), которые генерируют изгибное радиоизлучение когерентным образом.

В нижеприведенных оценках радиосветимости пульсара нам необходимо иметь определенное представление о пространственном распределении этих полос позитронного тока. Образно говоря, в качестве модели для расчетов, можно считать, что эти полосы зарядов в среднем расположены на расстоянии  $l(x)$  друг от друга. Или может быть было бы более корректным говорить о вероятности  $dx/l$  о том, что в слое  $(x, x+dx)$  магнитной воронки имеется полоса рассматриваемого потока позитронов.

Рассмотрим теперь падающий на магнитную шапку основной поток позитронов. Выше было установлено, что в этом потоке энергия частиц в зависимости от расстояния  $r$  также описывается аппроксимацией (45), или можно сказать она приблизительно определяется значением напряженности продольного электрического поля  $E_z$  на рассматриваемом расстоянии. Можно сказать, что мы фактически имеем дело с тем же потоком частиц, что и в случае электронов, только в противоположном направлении. Следовательно, в этом случае также в среднем через каждый интервал расстояния  $l$  рождается интенсивный поток квантов высокой энергии (примерно такой поток, как поток позитронов). Этот поток квантов, пройдя расстояние  $l$ , исчезает, рождая поток  $e^+e^-$  - пар: т.е. основной поток позитронов в среднем через каждый интервал расстояния  $l_+ + l_-$  создает равный своей интенсивности интенсивный поток электронно-позитронных пар. Однако, учитывая, что вновь родившиеся позитроны только после прохождения расстояния  $\Delta r$  (определяемого формулой (56)) приобретают энергию  $m_e c^2 \gamma_{\pm} x^{3/4}$ , становятся равноправными членами основного потока, то взамен  $l_+ + l_-$  правильнее было бы использовать пробег  $l = \Delta r + l_+ + l_- \approx 2l_+$  в качестве среднего периода повторения излучающих радиоволн полос потока вторичных частиц.

Сначала на небольшом расстоянии порядка (57) электрон в  $e^+e^-$

парах вместе со своим напарником - позитроном, движется вниз к полюсу звезды, затем, после полного торможения, изменяя направление движения, стремится вверх, и когда на отрезке пути порядка (75) его энергия становится равной  $m_e c^2 \gamma_+$  ( $\gamma_+ = \gamma_+$  порядка (76)), испускает изгибное излучение с частотами, принадлежащими радиодиапазону. В результате образуется картина полосок электронного тока (периодическая система ступок зарядов, движущихся по радиационному каналу вверх с релятивистской скоростью), сходная с вышеописанной картиной полосок тока позитронов. Таким образом, в магнитной воронке действуют два сходных канала когерентного излучения радиоволн.

**6. Радиосветимость пульсара.** Итак мы считаем, что радиоизлучение пульсара является изгибным излучением полосок потока вторичных частиц, которые образуются сразу же после аннигиляции квантов изгибного излучения. Ниже на базе этого представления мы постараемся оценить радиосветимость пульсара.

Рассмотрим когерентно излучающий отрезок позитронов с размерами  $\Delta\xi$ ,  $r \Delta\epsilon$ ,  $2\pi r \sin\epsilon \approx 2\pi r \epsilon$  соответственно в продольном (относительно силовых линий магнитного поля), поперечном и азимутальном направлениях, где  $\Delta\epsilon$  и  $\Delta\xi$  определяются формулами (78) и (79) соответственно. Электрический заряд этого кольцеобразного элемента равен

$$Q \approx 2\pi r \sin\epsilon \cdot r \Delta\epsilon \cdot \Delta\xi \cdot 0.5 e \bar{n}, \quad (81)$$

где  $\bar{n}$  - средняя плотность частиц в магнитной воронке на расстоянии  $r$ ,  $0.5 \bar{n}$  - плотность частиц в полосках потока вторичных позитронов (с энергией  $m_e c^2 \gamma_+$ , где  $\gamma_+$  определяется выражением (76)), сопровождающих основной поток электронов.

Теперь, прежде чем продолжить наши расчеты по оценке радиосветимости пульсара, необходимо уточнить вопрос времен разных стадий работы магнитной воронки, а также выяснить: что мы должны подразумевать под плотностью частиц  $\bar{n}(r)$  в (81).

Как было сказано выше, после пробоя восстановление магнитной воронки начинается с поверхности магнитной шапки. Здесь образуется небольшая щель, в которой восстанавливается сильное продольное электрическое поле, определяемое формулой (31), затем потолок этой щели со скоростью света раздвигается вверх до достижения высоты порядка  $h$ . В это время завершается процесс формирования картины приблизительно равномерного распределения частиц в магнитной воронке, с экспоненциально растущей плотностью, описываемой формулой (66). Это самый бурный этап образования радиоизлучения пульсара, который через время  $\tau_1$  кончается разрядкой магнитной воронки.

Важно иметь в виду, что сам механизм образования радиоизлучения пульсара начинает действовать задолго до того, как завершается процесс полного восстановления режима активной работы магнитной воронки. В самом деле из §3 нам уже известно, что энергия первичных частиц свое наибольшее значение  $m_e c^2 \gamma_m$  имеет на расстоянии  $z \approx 1.4 \cdot 10^4 / \Omega$  см от

магнитной шапки, и поэтому пробеги основных радиационных процессов, ответственные за радиоизлучение пульсара именно здесь являются наименьшими:  $l_e \approx 260 / \sqrt{\Omega}$ , и  $l_i \approx 10^3 / \Omega$ . Таким образом, процессы размножения частиц и, следовательно, механизм образования радиоизлучения пульсара, эффективно действуют, начиная с расстояния  $z \approx z_m$ . В соответствии с описанной картиной, продолжительность процесса образования радиоизлучения пульсара приблизительно равна

$$\tau_3 \approx (h - z_m) / c + \tau_1,$$

а продолжительность периода молчания

$$\tau_2 \approx (h + z_m) / c.$$

Учитывая, что  $z_m \ll h$  и  $\tau_1 \ll \tau_2$ , приходим к заключению, что промежутки времени образования и отсутствия пульсарного радиоизлучения приблизительно равны

$$\tau_3 \approx \tau_2 \approx \frac{h}{c} \approx 2 \cdot 10^{-4} \Omega^{4/21} B_{12}^{1/3} R_6^{9/7} C_\alpha^{2/21} (f \cos \alpha)^{1/7}. \quad (82)$$

Более важным и трудным является вопрос определения, входящий в (81) среднего значения плотности частиц  $\bar{n}$ . Ошибки, допускаемые при определении  $\bar{n}$  сильно скажутся на радиосветимости пульсара, ибо она пропорциональна  $\bar{n}^2$  (когерентный механизм образования радиоизлучения). Приведенной в (66) формулой описывается плотность частиц в зависимости от  $x$  и  $t$ , начиная с момента полного восстановления активного режима работы магнитной воронки. В этой последней фазе работы магнитной воронки, средняя плотность частиц равна

$$\bar{n}(x) = \frac{1}{\tau_1} \int_0^{\tau_1} n(x, t) dt \approx \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c x^3} \eta \frac{\tau}{\tau_1} \left( e^{\tau_1/\tau} - 1 \right).$$

В предшествующей фазе работы магнитной воронки, охватывающей интервал времени  $\tau_3 - \tau_1$ , плотность частиц порядка этого, но чуть меньше. Здесь наиболее существенным является масштабный множитель  $\Omega B_s \cos \alpha / (2\pi e c x^3)$ , обусловленный первичным потоком электронов. Выделяя его, в наших дальнейших расчетах будем исходить из следующего выражения для средней плотности частиц

$$\bar{n} \approx k \frac{\Omega B_s \cos \alpha}{2\pi e c x^3}, \quad (83)$$

где

$$k \equiv \frac{\eta \tau}{2\tau_1} \left( e^{\tau_1/\tau} - 1 \right). \quad (84)$$

Значение этого множителя находится в интервале

$$\frac{\eta}{2} < k < \frac{\eta \tau}{2\tau_1} e^{\tau_1/\tau}.$$

Он по своему смыслу является коэффициентом размножения частиц, указывающий в среднем сколько вторичных частиц рождается в магнитной воронке при прохождении через нее одного первичного электрона. Можно было попытаться оценить величину этого параметра, но сделать это без заметной ошибки трудно. Ниже мы ее определим довольно точно путем сравнения нашей оценки радиосветимости пульсара с ее наблюдаемой радиосветимостью.

Подставляя (83) в (81), для заряда рассматриваемого кольцеобразного элемента потока вторичных позитронов получаем

$$Q \approx 5.56 \cdot 10^{12} \frac{k \Omega B_{12} R_6^2 \cos \alpha}{s^2 x} \varepsilon^2 \xi. \quad (85)$$

Этот заряд движется по магнитной силовой трубке со скоростью близкой скорости света и испускает изгибное радиоизлучение с мощностью

$$P = \frac{2Q^2}{3c^3} \left( \frac{c^2 \gamma_+^2}{\rho_c} \right)^2 \approx 5.04 \cdot 10^{40} \frac{k^2}{s^4} (\Omega B_{12} R_6 \cos \alpha)^6 f^4 \frac{\varepsilon^6 \xi^6}{x^{20}}. \quad (86)$$

Здесь для радиуса кривизны магнитной силовой линии использована формула (74), а для параметра  $\gamma_+$  - формула (72).

Полная же мощность энергии излучения одного слоя позитронного тока равна

$$P_1 \approx \int_0^{\varepsilon_m \xi_{\max}} \int_{\xi_{\min}} P \frac{d\varepsilon}{\Delta\varepsilon} \frac{d\xi}{\Delta\xi},$$

где  $\varepsilon_m$  определяется формулой (35),  $\xi_{\min} \approx 0.1 \xi_{\max}$ , а  $\xi_{\max}$  определяется выражением (75) со значением частоты  $\omega_{10} \approx 10$  (величину частоты  $\omega$  уточним чуть позже). Выполняя интегрирование, получаем

$$P_1 \approx 7.32 \cdot 10^{15} \frac{k^2 \omega_{10}^2 C_\alpha^4}{s^2 f^2} \Omega^2 R_6^4 x^8, \quad 1 < x < 1 + \frac{h}{R}. \quad (87)$$

Рассмотренный механизм генерации радиоизлучения работает только в пределах магнитной воронки, поэтому распространить полученную формулу на расстояния  $r > R+h$  нельзя.

Наконец можно вычислить радиосветимость пульсара. Для этого необходимо просуммировать выражения  $P_1$  по всем соответствующим полоскам потоков, и учесть то обстоятельство, что процесс образования радиоизлучения происходит не все время, а с перерывами. Процедура суммирования по полоскам токов вторичных частиц сводится к умножению порциальной мощности излучения  $P_1$  на  $dr/l$  (вероятность того, что в отрезке  $(r, r+dr)$  имеется полоса рассматриваемого тока, излучающая в радиодиапазоне) и затем интегрированию в пределах от  $R$  до  $R+h$ . Итак, для радиосветимости пульсара имеем

$$L \approx \frac{2\tau_3}{\tau_2 + \tau_3} \int_R^{R+h} P_1 \frac{dr}{l} \approx \int_R^{R+h} P_1 \frac{dr}{l}, \quad (88)$$

где, согласно (82), принято  $\tau_3 \approx \tau_2$ , двойка в коэффициенте первого интеграла для того, чтобы учесть также вклад от системы полосок тока вторичных электронов, обусловленной падающим на магнитную шапку звезды основным потоком позитронов.

Подставляя в (88) выражение (87) для  $P_1$  и выражение (64) для пробега  $l$ , после интегрирования получаем следующую оценку для интенсивности потока энергии радиоизлучения пульсара

$$L \approx 1.17 \cdot 10^{21} \left( \frac{\omega_{10}}{s} \right)^2 k^2 \psi \Omega^{3.52} \mu_{30}^{8/3} R_6^{1.04} \text{ эрг/с}, \quad (89)$$

где

$$\psi = f^{-0.86} c_\alpha^{4.76} (\cos \alpha)^{1.41}, \quad \mu = 0.5 B_p R^3$$

Формула (89) имеет некоторое сходство с формулой общих потерь энергии, обусловленных магнитно-дипольным излучением намагниченного наклонного ротатора

$$L_d = \frac{2\mu^2 \Omega^4}{3c^3} \sin^2 \alpha.$$

**7. Обсуждение.** О полноценной проверке соответствия формулы (89) с фактами могла бы идти речь, если бы мы располагали данными о магнитных моментах нейтронных звезд в пульсарах. В настоящее время таких данных нет. В перспективе возможность определения магнитных моментов пульсаров открывается в нашем варианте теории, но об этом поговорим чуть позже. Однако из ряда косвенных соображений уже сложилось общее правильное представление о масштабе магнитного момента нейтронной звезды. При таком положении дел можно довольствоваться только тем, если при сравнении формулы (89) с наблюдаемыми радиосветимостями пульсаров мы получим для  $\mu$  укладывающийся в рамки этого представления результат.

Насколько нам известно, полноценных сведений о спектральном распределении интенсивности радиоизлучения пульсаров нет. Но имеется богатый материал о потоках радиоизлучения на частоте  $\nu=400$  МГц, вблизи которой спектр энергии имеет максимум, по-видимому, для большинства пульсаров. Ниже мы пользуемся данными о монохроматических радиосветимостях пульсаров, приведенными в обзоре [2]. Монохроматическая радиосветимость равна

$$L_\nu = S_{400} d^2,$$

где  $S_{400}$  - интенсивность потока излучения на частоте  $\nu=400$  МГц,  $d$  - расстояние до объекта. Правильное представление о полном потоке

энергии на этой частоте и, пожалуй, о радиосветимости пульсара, вообще, можно составить, умножив  $L\nu$  на  $\Delta\nu \approx 4 \cdot 10^8$  Гц:

$$L_0 \approx 4 \cdot 10^8 S_{400} d^2. \quad (90)$$

Теоретическую оценку (89) можно сравнить с этой наблюдаемой оценкой радиосветимости. Из этого сравнения находим

$$\mu_{30} \approx \frac{P^{1.32}}{k^{0.75} R_s^{0.39}} \left( \frac{21 \cdot 10^{-23} L_0}{\psi} \right)^{3/8}, \quad (91)$$

где  $P=2\pi/\Omega$  - период пульсара. При получении этого результата принято  $s \approx 1$  и  $\sigma_{10} = 0.08\pi$ , в соответствии с тем, что сравнение проводится для полосы спектра излучения с центром  $\nu=400$  МГц. Для нейтронных конфигураций множитель  $R_s^{0.39}$ , мало отличается от единицы [3-5], поэтому его можно опустить.

В формуле (91)  $\psi$  известная функция от угла наклона магнитной оси  $\alpha$ , вычисление ее не представляет труда, если  $\alpha$  известна. Для многих объектов угол наклона определен [6-8]. Установлено, что распределение пульсаров по углам наклона вблизи  $\pi/6$  имеет максимум. При  $\alpha < \pi/4$  значение функции  $\psi$  мало отличается от единицы, поэтому для радиосветимости большинства пульсаров она не играет заметной роли.

Остается выяснить вопрос параметра  $k$ . Если удастся каким-то образом его определить, то тогда формула (91) даст нам уникальную возможность по наблюдаемой величине потока энергии радиоизлучения пульсара вычислить его магнитный момент. Этот параметр был введен нами в (84) и приблизительно имеет смысл коэффициента множественности (среднее число вторичных частиц, образующихся в магнитной воронке, в расчете на один первичный электрон). В нашем подходе он считается приблизительно одинаковым для всех пульсаров. Это обстоятельство позволяет достаточно точно определить его, используя ту общую информацию, которую мы располагаем о магнитном поле нейтронных звезд, полученную при изучении радиопульсаров, рентгеновских пульсаров, барстеров и объектов типа SS 433. Так сложилось представление, что в среднем магнитный момент нейтронной звезды  $\mu \approx 10^{30}$  эрг/Гс. Однако нужно иметь в виду, что заметные отклонения от этого типичного значения неизбежны. В самом деле магнитные моменты нейтронных звезд, разумеется, не могут быть одинаковыми: они, очевидно, зависят от их массы, которые как известно, имеют большой разброс  $0.031 \leq M/M_\odot \leq 2.14$  [4,5]. При таком положении дел, задача сводится к нахождению такого значения параметра  $k$ , который для магнитных моментов нейтронных звезд обеспечивает разумный спектр значений.

В табл. 2 приведены магнитные моменты некоторых пульсаров, вычисленные по формуле (91). Объекты расположены по порядку убывания периодов, и специально подобраны такие, для которых угол наклона известен [8]. Однако в этот список мы включили также два пульсара с длинными и три - с короткими периодами, для которых

данных об углах наклона не нашли. В наших расчетах для этих пяти объектов предполагалось, что углы  $\alpha$  малы, т.е.  $\psi \approx 1$ . Значения функции  $\psi(\alpha)$  вычислены по формуле, приведенной после (89), при этом  $f$  опенена по его выражению, представленному после (31), а  $C_a$  вычислено по формуле, приведенной в пояснении к (35). В этот список не включен пульсар PSR 1845-19 с самым длинным периодом, радиосветимость которого пока точно не известна.

Из данных приведенных в последних двух столбцах, отчетливо видно, что магнитные моменты медленных пульсаров заметно больше, чем у быстрых: так, отношение рассчитанных магнитных моментов PSR 1845-19 и PSR 0531+21 равно 84. На первый взгляд, этот результат может показаться ошибочным, обусловленным некорректностью теории. На самом деле, при внимательном рассмотрении можно убедиться, что он вполне вписывается в ту картину, которая уже установлена для интегральных параметров нейтронных звезд [3-5].

О нейтронных звездах как бы сложилось представление, что это объекты с приблизительно одинаковой массой  $M \approx 1.4 M_\odot$ , радиусом  $R \approx 10$  км и моментом инерции  $I \approx 10^{45}$  г см<sup>2</sup>. Если в вопросе радиуса такое приближенное представление оправдано, то для массы и момента инерции оно просто сильно утрировано и в ряде специальных случаев может привести к неверным последствиям.

Звездные конфигурации, состоящие из вырожденного вещества, образуют однопараметрическое семейство, описываемое функцией  $M(P_0)$ , где  $M$  - масса небесного тела,  $P_0$  - давление в его центре. Нейтронные звезды отождествляются со стабильными конфигурациями, соответствующими точкам отрезка кривой массы  $M(P_0)$  с центральными давлениями  $1.82 \cdot 10^{33} < P_0 < 3.73 \cdot 10^{35}$  эрг/см<sup>3</sup> (центральная плотность  $3.2 \cdot 10^{14} < \rho_0 < 1.7 \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>). В этом отрезке давлений, масса монотонно растущая функция от центрального давления и имеет значения в интервале  $0.031 \leq M/M_\odot \leq 2.14$ , радиус с ростом  $P_0$  сначала уменьшается, затем возрастает, при этом он изменяется в пределах  $8 \leq R \leq 13$  км, а момент инерции  $3 \cdot 10^{42} \leq I \leq 4 \cdot 10^{45}$  г см<sup>2</sup>.

Отношение наибольшего и наименьшего значений масс нейтронных звезд равно  $M_{\max}/M_{\min} \approx 69$ . Таким образом масштабы диапазонов изменений магнитных моментов и масс нейтронных звезд согласуются друг с другом. Далее очевидно, что в среднем звезда с малой массой должна вращаться быстрее, чем звезда с большой массой. Таким образом, мы приходим к важному выводу о том, что магнитные моменты и следовательно, массы нейтронных звезд в медленных пульсарах должны быть заметно большими, чем в быстрых пульсарах. Следовательно, формула (91) в принципе таит в себе возможность получения некоторой информации и о массах нейтронных звезд пульсаров. Это важное обстоятельство, ибо такие данные о массах можно получить только путем исследования параметров двойных систем, один из компонентов которых нейтронная звезда.

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ НЕЙТРОННЫХ  
ЗВЕЗД В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПЕРИОДА  
И РАДИОСВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ

PSR	$P$ (с)	$\alpha^\circ$	$\psi$	$\lg L_0$ (эрг/с)	$k^{3/4} \mu_{30}$ (СГС)	$\mu_{30}$ $k=100$
1845-19	4.308	-	1.00	26.85	252	7.98
0320+39	3.032	-	1.00	27.46	269	8.50
0154+61	2.352	15	0.986	26.72	102	3.22
1910+20	2.233	29	0.897	27.64	218	6.90
2045-16	1.962	36	0.900	27.29	136	4.29
1112+50	1.656	32	0.859	26.19	42.8	1.35
1237+25	1.382	53	0.534	27.12	89.9	2.84
1700-32	1.212	48	0.616	28.06	161	5.10
2111+46	1.015	9	0.988	29.04	249	7.87
0149-16	0.8327	84	0.0141	26.65	120	3.79
1857-26	0.6122	25	0.952	28.15	60.1	1.90
1907-03	0.5046	33	0.881	29.00	99.9	3.16
1240-64	0.3885	33	0.881	29.79	140	4.42
0611+22	0.3349	36	0.900	28.41	34.6	1.10
1914+13	0.2818	67	0.189	28.27	43.9	1.39
0540+23	0.2460	38	0.843	28.15	18.9	0.597
2053+36	0.2215	34	0.888	28.47	21.2	0.672
1915+13	0.1946	68	0.173	28.45	32.5	1.03
1804-08	0.1637	63	0.273	28.54	23.5	0.743
0355+54	0.1564	51	0.571	27.95	10.1	0.320
1930+22	0.1444	83	0.0188	28.41	48.7	1.54
1356-60	0.1247	-	1.00	29.14	17.0	0.537
0833-45	0.0893	-	1.00	28.68	7.35	0.232
1913+16	0.05903	46	0.697	27.89	2.46	0.0779
0531+21	0.0331	-	1.00	29.16	3.00	0.0948

В последнем столбце табл. 2 приведены магнитные моменты пульсаров для случая  $k=100$ . Как видим, они приблизительно соответствуют тем представлениям, которые имеются о магнитных полях нейтронных звезд. Таким образом, если радиосветимость  $L_0$  и угол наклона  $\alpha$  пульсара известны, то формула (91) позволяет одновременно определить параметр  $k$  и магнитный момент  $\mu$ . Эта возможность обусловлена тем, что в нашем качественном рассмотрении все объекты характеризуются одним и тем же коэффициентом размножения  $k$ .

Заманчивую возможность для определения магнитного момента нейтронной звезды таит в себе формула времени разрядки и восстановления магнитной воронки  $\tau_2$ , которое приблизительно равно продолжительности формирования радиоизлучения  $\tau_3$ . Установлено, что импульсы радиоизлучения пульсаров имеют характерную для каждого из них микроструктуру [9]: состоят из ряда отдельных узких импульсов с шириной и промежутками  $\tau_4$  между ними. Естественно время  $\tau_2$  можно отождествить с этим характерным временем микроимпульсов  $\tau_4$ . Однако потребовать

точное совпадение этих интервалов времени было бы не совсем корректным. Взамен этого мы должны написать  $\tau_2 = c_\mu \tau_\mu$ , где  $c_\mu$  - число порядка единицы. Оно вводится для того, чтобы учесть возможные флуктуации в моментах появления микроимпульсов, учета неизбежных ошибок в измерениях микроструктуры профилей импульсов, а также учета неопределенностей, имеющихся в определениях высоты магнитной воронки и времени  $\tau_2$ .

Так, поставим в уравнение  $\tau_2 = c_\mu \tau_\mu$  приведенное в (82) выражение  $\tau_2$ , произведем замену  $B_1 = 2\mu/R^3$  и затем, решая это уравнение относительно  $\mu$ , получаем

$$\mu_{30} \approx 2.19 \cdot 10^{10} \frac{c_\mu^3 P^{4/7}}{R_6^{6/7} \psi_1(\alpha)} \tau_\mu^3, \quad (92)$$

где

$$\psi_1(\alpha) = (C_\alpha^2 f^3 \cos^3 \alpha)^{1/7}.$$

В девятом столбце табл. 3 приведены значения комбинации  $R_6^{6/7} \mu_{30}/c_\mu^3$  для пяти пульсаров, время  $\tau_2$  которых известно [9]. Для сравнения в шестом столбце приведены магнитные моменты тех же объектов, вычисленные по формуле (91), в предположении, что  $k=100$ .

Числа, приведенные в последнем столбце представляют те значения постоянной  $c_\mu$ , для которых магнитные моменты, вычисленные по обоим способам, совпадают.

Наконец, обсудим вопрос о макроструктуре пульсарного радиопучка. В работе [10] проводились обширные исследования геометрической структуры профилей импульсов большого числа пульсаров и установлено, что у 6% случаев радиопучок несомненно состоит из внутреннего и наружного полых конусообразных компонентов. Причем у большинства из них имеется также центральный компонент (core beam). Для угловых радиусов конусообразных компонентов было найдено

$$\phi_{\text{inner}} = 0.0291 \Omega^{0.52}, \quad \phi_{\text{outer}} = 0.04 \Omega^{0.5}, \quad (93)$$

где углы выражены в радианах.

Не представляет труда убедиться в том, что половина угла раствора пучка радиоизлучения пульсара равна [11]

$$\phi \approx 1.5 \epsilon_m(r_m) \approx 1.5 C_\alpha \left( \frac{\Omega r_m}{c} \right)^{1/2}. \quad (94)$$

$r_m$  и  $\epsilon_m$  - координаты места формирования радиоизлучения пульсара. Отличие между углами  $\epsilon_m$  и  $\phi$  обусловлено тем, что изгибное радиоизлучение испускается не вдоль радиуса вектора, а по направлению касательной к магнитной силовой линии в точке  $(r_m, \epsilon_m)$ . Разумеется здесь речь идет о магнитных силовых линиях наружного слоя радиационного канала, где в основном происходит формирование радиоизлучения.

Угол  $\phi$  можно отождествить с углами, приведенными в (93), и таким способом определить расстояния, где образуются соответствующие

компоненты радиопучка. Итак, сравнивая (94) с (93), находим

$$r_{\text{inner}} \approx 113 \cdot 10^7 \Omega^{0.04}, \quad r_{\text{outer}} \approx 213 \cdot 10^7. \quad (95)$$

Эти расстояния такого же порядка, как и высота магнитной воронки

$$h \approx 117 \cdot 10^7 \Omega_1^{0.19} \mu_{30}^{1/3},$$

где  $\Omega_1 = 0.1 \Omega$ . Что касается центрального компонента радиопучка, то очевидно, он должен образоваться на сравнительно близком расстоянии от поверхности звезды. Правдоподобным является его образование на расстоянии порядка  $z \approx z_m \approx 830 / (\Omega_1 \mu_{30}^{0.75})$  над магнитной шапкой звезды.

Конусообразный характер радиопучка пульсара соответствует представлению о том, что образование радиопучка пульсара в радиационном канале обусловлено изгибным излучением отрезков заряженных токов (сгустков зарядов), протекающих по силовым линиям поверхностного слоя с углами, приблизительно равными  $\epsilon_m(r)$ .

Таким образом, данные наблюдения подтверждают один из основных выводов нашего варианта теории о том, что очагом формирования радиоизлучения пульсара является магнитная воронка.

Вполне естественно, что радиопучок по форме подобен полному конусу. Так и должно быть, так как образование основной части радиоизлучения связано с наружным сравнительно тонким слоем магнитных силовых линий.

По-видимому, существование двух конусообразных компонентов радиопучка является отражением того факта, что в магнитной воронке действуют два противоположных потока частиц. Тогда напрашивается мысль считать, что наружный конусообразный компонент радиопучка генерируется отрезками потока вторичных позитронов, связанных с идущим по радиационному каналу вверх основным потоком электронов, а внутренний компонент генерируется отрезками потоков вторичных электронов, связанных с падающим на магнитную шапку звезды основным

Таблица 3

ХАРАКТЕРНЫЕ ВРЕМЕННЫЕ МАСШТАБЫ  
МИКРОИМПУЛЬСОВ ПЯТИ ПУЛЬСАРОВ [9] И  
МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

PSR	$P$ (с)	$\alpha^\circ$	$\psi$	$\lg L_0$	$R^{0.39} \mu_{30}$	$\psi_1$	$\tau_{\mu}$ (мкс)	$\frac{R_s^{0.26}}{c^{\frac{1}{3}} \mu_{30}}$	$\frac{c \mu}{R_s^{0.16}}$
0950+08	0.253	12	0.976	26.34	0.123	0.965	175	0.0555	1.3
2016+28	0.558	39	0.828	28.17	1.80	0.695	290	0.551	1.5
1133+16	1.188	46	0.701	26.92	1.77	0.619	575	7.42	0.62
0834+06	1.274	30	0.913	27.22	2.28	0.803	1050	36.2	0.40
1919+21	1.337	45	0.723	27.52	3.43	0.629	1220	74.7	0.36

потоком позитронов. Однако трудно понять, почему в радиационном канале места формирования этих компонентов радиопучка пульсара так сильно раздвинуты друг относительно друга:  $z_{\text{inner}} \approx 100$  км, и  $z_{\text{outer}} \approx 200$  км. Непонятно также, почему расстояния мест образования этих компонентов радиопучка для всех пульсаров оказываются одинаковыми, в то время как высота магнитной воронки зависит от  $\Omega$  и  $\mu$ .

8. *Резюме.* Эта работа является продолжением и развитием наших предыдущих работ [12-14]. Проблема радиоизлучения рассмотрена для реального случая - наклонного ротатора. В связи с этим обобщением возникла необходимость повторить все выводы уже сделанные для случая соосного ротатора и заново обсудить почти все аспекты проблемы.

Перечислим основные вопросы, рассмотренные в этой статье и приведем краткое изложение наиболее важных результатов.

1. Исследована проблема радиоизлучения для того случая, когда магнитная ось нейтронной звезды не совпадает с осью ее вращения. При этом предположено, что магнитное поле в звезде и ее магнитосфере является дипольным.

2. Используя допущение о том, что плазма в звезде и ее магнитосфере заморожена в магнитное поле, определено электрическое поле в этих областях пульсара. Затем, предполагая, что электрическое поле в радиационном канале (канал открытых магнитных силовых линий) в основном обусловлено кинематикой вращающегося магнитного поля, найдено (путем решения уравнения  $\Delta\phi=0$ ) согласованное с другими областями электрическое поле для этой области для случая соосного ротатора. Используя этот результат, нестандартным способом определено также и электрическое поле в радиационном канале наклонного ротатора. Это решение представлено в (28). Относительно магнитных силовых линий поперечный компонент напряженности этого электрического поля очень мал по сравнению с его продольным компонентом. Для теории радиоизлучения пульсара важное значение имеет только продольный компонент  $E_{\parallel}$ , выражение которого приведено в (30).

3. Произведено уточнение полярного угла точек крайней открытой магнитной силовой линии радиационного канала. Отличие от случая соосного ротатора несущественное (см. формулу (35)).

4. Существенное значение для теории радиоизлучения пульсара имеет радиус кривизны открытых магнитных силовых линий, ибо им определяется изгибное излучение частиц. Мы приняли за основу выражение (38), соответствующее нашему допущению о том, что магнитное поле пульсара дипольное.

5. Благодаря тому, что магнитное поле очень сильное ( $B_p \approx 10^{12}$  Гаусс) движение частиц в радиационном канале происходит только по силовым линиям. Их движение в поперечном направлении невозможно из-за весьма эффективного синхротронного излучения. Произведено численное интегрирование [12] уравнения движения частицы в радиационном канале, и найдены хорошие аппроксимации для энергии (см. формулу (44)-(46)).

6. В нижней части радиационного канала, где магнитное и электрическое поля сравнительно сильные:

$$10^{10} \lesssim B \lesssim 10^{13} \text{ Гс}, \quad E_B \approx \frac{\Omega R}{c} B$$

формируется особая область, где именно происходит процесс образования радиоизлучения пульсара. Она называется *магнитной воронкой* и является основным структурным элементом пульсара.

Из-за того, что здесь частицы совершают свое движение по искривленным магнитным силовым линиям, они испускают изгибное излучение. Сила реакции этого излучения растет пропорционально  $\gamma^4$ , где  $\gamma$  - релятивистский множитель частицы ( $\gamma m_e c^2$  - энергия частицы), поэтому она быстро догоняет действующую на частицу электрическую силу  $eE_B$ , почти полностью компенсируя ее. Благодаря этому обстоятельству на сравнительно коротком отрезке пути порядка

$$z_m \approx 8.32 \Omega^{-1} \mu_{30}^{-3/4}$$

энергия частицы достигает значения насыщения, равного  $\gamma_m m_e c^2 x^{-3/4}$ , где  $x = r/R$ , а  $\gamma_m \approx 2.73 \cdot 10^3$  (см. формулу (41)).

Характерная энергия, испускаемая электроном кванта изгибного излучения, равна

$$\hbar \omega_e \approx 4.39 \cdot 10^6 \Omega^{0.5} \mu_{30}^{0.75} x^{-2.75} \text{ МэВ}$$

(см. (47)). Средняя длина пробега электрона для испускания кванта с такой энергией равна

$$l_e \approx 219 \Omega^{-0.5} \mu_{30}^{-0.25} x^{1.25} \text{ см.}$$

В условиях сильного магнитного поля кванты таких высоких энергий неустойчивы относительно процесса аннигиляции  $\hbar \omega_e \rightarrow e^+ e^-$ . Здесь магнитное поле играет роль третьего тела, обеспечивающего сохранение импульса. Пробег кванта для этого процесса равен

$$l_\gamma \approx 300 \Omega^{-1} \mu_{30}^{-1.75} x^{6.25} \text{ см.}$$

Темп размножения частиц в магнитной воронке определяется суммой вышеперечисленных пробегов

$$l \approx z_m + l_e + l_\gamma \approx 595 \Omega^{-1} \mu_{30}^{-1.75} x^{6.25} \text{ см}$$

Следующим важным понятием является высота магнитной воронки. Она по своему физическому смыслу должна быть такой, чтобы на всех высотах над магнитной шапкой темп процесса размножения частиц был примерно одинаковым. В таком понимании

$$h \approx 7.56 \cdot 10^6 \Omega^{0.19} \mu_{30}^{1/3}$$

Во всех перечисленных определениях зависящие от радиуса множители опущены, ибо для нейтронных звезд  $R_g \approx 1$ . Опущены также зависящие от угла наклона  $\alpha$  множители. Они также мало отличаются от единицы, если, конечно, значение  $\alpha$  не слишком близко к  $\pi/2$ .

7. Благодаря тому, что  $l \ll h$ , размножение электронно-позитронных пар на всех высотах в магнитной воронке происходит приблизительно с одинаковым темпом. При этом электроны с ускорением движутся вверх, а позитроны - вниз к полюсу звезды (в случае  $\alpha < \pi/2$ ). Важно то, что частица после своего рождения в акте аннигиляции кванта, на срав-

нительно небольшом отрезке пути порядка  $z_m \approx 8000/\Omega$  см ускоряется до энергии, приблизительно равной энергии первичных электронов. В результате с течением времени в магнитной воронке формируются два ультрарелятивистских, по существу одинаковых потоков частиц: стремящийся вверх по радиационному каналу поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды поток позитронов. Энергия основной части частиц в этих потоках приблизительно описывается аппроксимацией  $\gamma_m m_e c^2 x^{-3/4}$ , т.е. по сути дела определяется продольным компонентом напряженности электрического поля в рассматриваемом месте.

Темп образования электронно-позитронных пар настолько высок, что несмотря на катастрофическую утечку частиц со дна и потолка магнитной воронки, в ней образуется плазма, в которой плотность частиц со временем экспоненциально растет:

$$n(r, t) \approx \eta \frac{\Omega B_z \cos \alpha}{2\pi e c x^3} e^{t/\tau}.$$

Здесь

$$\frac{\Omega B_z \cos \alpha}{2\pi e c x^3}$$

плотность облака, которое образуется потоком первичных электронов, инжектируемых от полюса звезды,  $\eta$  - общее число частиц в расчете на один первичный электрон в момент  $t=0$ , когда в магнитной воронке устанавливается квазиравномерное распределение частиц, наконец,

$$\tau \approx 3.93 \cdot 10^{-7} \Omega^{-0.81} \mu_{30}^{-1.42} \text{ с},$$

характерный масштаб времени активной работы магнитной воронки после установления в ней приблизительно равномерного распределения частиц.

Рост плотности частиц в магнитной воронке, после ее восстановления, разумется не может продолжаться долго. Через некоторое время  $\tau_1$  должно произойти захлопывание, при котором продольное электрическое поле исчезает. После разрядки магнитной воронки, немедленно начинается процесс ее восстановления. Он начинается от магнитной шапки: здесь образуется небольшая щель, потолок которой со скоростью света раздвигается вверх до достижения высоты  $z \approx h$ .

Таким образом, работа магнитной воронки кроме времени  $\tau$  характеризуется еще тремя другими интервалами времени  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  и  $\tau_3$ . Из них  $\tau_1$  представляет продолжительность действия радиационных процессов размножения частиц после завершения восстановления магнитной воронки:  $\tau_1 \approx \tau$ . Время  $\tau_2$  представляет продолжительность процессов разрядки и восстановления магнитной воронки до высоты  $z \approx z_m$ . Наконец  $\tau_3$  представляет время активной работы магнитной воронки, т.е. продолжительность процесса формирования радиоизлучения пульсара. Действие радиационных процессов, приводящих к образованию радиоизлучения пульсара, начинается с высоты  $z \approx z_m$ , над магнитной шапкой и завершается через сравнительно малое время  $\tau_1$  после полного

восстановления рабочего режима магнитной воронки. Поскольку  $z_m \ll h$ , то  $\tau_1 \approx \tau_2 \approx h/c \approx 2.5 \cdot 10^{-4} \Omega^{0.19} \mu_{30}^{1/3}$ . Заметим, что разрядка магнитной воронки наступает до того, как плазма в ней становится непрозрачной для распространения радиоволн.

8. Теперь о конкретном механизме образования радиоизлучения пульсара. Направленный вверх основной поток электронов сопровождается обильным потоком квантов изгибного излучения высоких энергий  $\hbar\omega_c$ . Пройдя расстояние  $l$ , кванты этого потока аннигилируются на электронно-позитронную пару, с  $\gamma_{\pm} \approx \hbar\omega_c / 2m_e c^2 \approx 4.3 \cdot 10^6 \Omega^{0.5} \mu_{30}^{0.75} x^{-2.75}$ . Позитрон после своего рождения на коротком отрезке пути порядка  $110 \Omega^{-0.5} \mu_{30}^{-0.25} x^{-0.75}$  см, преодолевая тормозящее действие электрической силы сначала движется вверх, затем после полного торможения, изменяя направления движения, с ускорением падает на магнитную шапку звезды. Важным обстоятельством здесь является то, что перед изменением направления движения, на узком отрезке пути  $0.01 x^{4.2} / (\Omega^{1.2} \mu_{30})$  см энергия позитрона становится как раз такой, что частота его изгибного излучения приходится в радиодиапазон.

То же самое можно сказать и о вторичных электронах, сопровождающих падающий на магнитную шапку звезды основной поток позитронов. В этом случае также, в среднем через каждый интервал расстояния  $l_e$  рождается обильный поток квантов изгибного излучения, который после прохождения расстояния  $l$  исчезает, порождая поток  $e^+e^-$  пар. Сначала на небольшом расстоянии электрон в этих парах вместе со своим напарником-позитроном движется вниз к полюсу звезды, затем после полного торможения, изменяя направление движения, стремится вверх, и когда на отрезке пути порядка  $0.01 x^{4.2} / \Omega^{1.2} \mu_{30}$  его энергия становится равной  $m_e c^2 \gamma$  ( $\gamma_{-} = \gamma_{+} \approx 371 \omega^{1/3}_{10} (x/\Omega)^{1/6}$ , где  $\omega$  - частота радиоизлучения) испускает изгибное излучение с частотами, принадлежащими радиодиапазону.

Таким образом, в период активной работы магнитной воронки в ней формируются две системы узких полосок потока вторичных позитронов (связанный с основным потоком электронов) и потока вторичных электронов (связанный с основным потоком позитронов), которые генерируют изгибное радиоизлучение. При этом радиоизлучение в основном генерируется заряженными потоками частиц (позитронов и электронов), проходящими по тонкому наружному слою радиационного канала, где радиус кривизны магнитных силовых линий сравнительно мал.

Наружный кольцеобразный элемент тока позитронов (электронов) с размерами  $\xi$ ,  $r_e$ ,  $2\pi r_e$  соответственно в продольном, поперечном и азимутальном направлениях (относительно магнитных силовых линий), по сути дела является движущимся по магнитной силовой трубке со скоростью света сгустком заряда, поэтому генерирует изгибное радиоизлучение когерентным образом, если, конечно, его размеры в поперечном и продольном направлениях не превышают длину излучаемых волн. Этот заряд достаточно большой: так, подставляя в формулу (85),

$\xi \approx \pi e \approx 2\pi c/\omega$ ,  $\omega \approx 2.5 \cdot 10^9$ ,  $s=1$ ,  $k=100$  получаем для числа частиц в рассматриваемых кольцеобразных элементах

$$N \approx \frac{Q}{e} \approx \frac{10^{18}}{x^3} \Omega \mu_{30}.$$

9. Вычислена радиосветимость пульсара, она описывается формулой (89). Правильное представление о величине радиосветимости можно получить, если в эту формулу подставить  $s \approx 1$ ,  $k \approx 100$ ,  $\psi \approx 1$  и  $\omega_{10} \approx 0.08\pi$  (в соответствии с тем, что на частоте  $\nu \approx 400$  МГц спектр энергии радиоизлучения имеет максимум). В результате мы имеем следующую оценку радиосветимости пульсара

$$L \approx 7.4 \cdot 10^{23} \Omega^{3.52} \mu_{30}^{4/3} \text{ эрг/с.}$$

Приравнивая теоретическую  $L$  и наблюдаемую  $L_0$  радиосветимости пульсара, получаем следующую оценку для магнитного момента нейтронной звезды

$$\mu_{30} \approx \frac{P^{1.32}}{R_6^{0.4}} \left( \frac{2.1 \cdot 10^{-27} L_0}{\psi} \right)^{3/8}.$$

Выражение  $\psi$  приведено в (89): при углах наклона  $\alpha < 50^\circ$  величина этой функции порядка единицы. Вычисление  $\psi$  не представляет труда, если  $\alpha$  известна.

Вычисленные по этой формуле магнитные моменты нейтронных звезд приведены в последнем столбце табл. 2. Из этих данных отчетливо видно, что магнитные моменты медленных пульсаров заметно больше быстрых. Этот результат согласуется с теми очевидными фактами, что магнитный момент звезды тем больше, чем больше ее масса, а нейтронные звезды с большей массой в среднем должны вращаться медленнее, чем звезды с малой массой. Следовательно, полученный результат о магнитных моментах несомненно является свидетельством того, что масса нейтронных звезд быстрых пульсаров заметно меньше массы нейтронных звезд медленных пульсаров. Примечательно и то, что относительная ширина интервала рассчитанных магнитных моментов получается такой, какой является относительная ширина интервала масс нейтронных звезд. Масса нейтронных звезд в зависимости от центрального давления изменяется в интервале  $0.031 \leq M/M_\odot \leq 2.14$  [4,5], а согласно данным, приведенным в табл. 2, магнитные моменты типичных (по периодам) пульсаров имеют значения в интервале  $0.08 \leq \mu_{30} \leq 8$ , т.е.  $M_{\max}/M_{\min} \approx \mu_{\max}/\mu_{\min}$ .

10. По нашей версии механизма образования радиоизлучения пульсара, радиоимпульс должен иметь микроструктуру, т.е. он состоит из отдельных микроимпульсов, с шириной и интервалом между ними порядка

$$\tau_2 \approx h/c \approx 2.5 \cdot 10^{-4} \Omega^{0.19} \mu_{30}^{1/3} \text{ с.}$$

Отождествляя этот интервал с наблюдаемым средним характерным временем  $\tau_\mu$  в микроструктуре профилей радиоимпульсов пульсара, мы

получаем принципиальную возможность непосредственного определения магнитного момента нейтронной звезды.

В девятом столбце табл. 3 приведены, вычисленные этим способом, магнитные моменты пяти пульсаров, для которых времена микроструктуры известны. Вычисленные таким способом и по первому способу, магнитные моменты нейтронных звезд приблизительно согласуются друг с другом.

Ерванский государственный  
университет, Армения

## RADIOEMISSION OF PULSARS II (inclined rotator)

G.S.SAHAKIAN

A new mechanism for formation of pulsars radioemission is proposed. A formula of radioluminosity of pulsars is deduced for the case of inclined rotator.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, УФН, 150, 257, 1986.
2. J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, Astrophys. J., Suppl.Series, 88, 529, 1993.
3. Г.С.Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс., Наука, М., 1972.
4. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, Astrophys. Spac.Sci, 95, 305, 1983.
5. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, Изд.ОИЯИ. Дубна, 1995.
6. Joanna M.Rankin, Astrophys.J., Suppl.Series, 85, 145, 1993.
7. A.G.Lyne, R.N.Manchester, MNRAS, 234, 477, 1988.
8. Joanna M.Rankin, Astrophys.J., 352, 247, 1990.
9. R.N.Manchester, J.H.Taylor, Pulsars; Freeman and Company, 1977.
10. Joanna M.Rankin, Astrophys.J., 405, 285, 1993.
11. Г.С.Саакян, Астрофизика, 36, 87, 1993.
12. Г.С.Саакян, Астрофизика, 37, 97, 1994.
13. Г.С.Саакян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 37, 255, 1994.
14. Г.С.Саакян, Астрофизика, 38, 143, 1995.

## CONTENTS

SPECTRAL OBSERVATIONS OF V1118 Ori in 1989 <i>E.S.Parsamian, L.G.Gasparian, G.B.Oganian, A.S.Melkonian</i>	365
THE RESULTS OF MEASUREMENT OF RADIAL VELOCITIES OF $\alpha$ And. SPOTTED HgMn STAR? <i>V.P.Malanushenko</i>	375
POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF PULSATING VARIABLE STARS <i>N.D.Melikian, M.H.Eritsian</i>	385
OBSERVATIONAL APPROACH TO STAR FORMATION <i>L.V.Mirzoyan, A.A.Akopian</i>	393
$\alpha$ ELECTROPHOTOMETRY OF THE COMPONENTS OF THE TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE STELLAR SYSTEMS <i>G.Sh.Javakhishvili, G.N.Salukvadze</i>	407
ON MASS PHOTOGRAPHIC PHOTOMETRY OF STARS <i>R.A.Vardanian, M.Sh.Karapetian</i>	411
OH MEGAMASER GALAXIES <i>R.A.Kandalian</i>	417
THE MORPHOLOGICAL CLASSIFICATION OF THE NEW GALAXIES WITH UV EXCESS <i>M.A.Kazarian</i>	431
ON THE POSSIBILITY TO STUDY ASTROPHYSICAL DISK DYNAMICS IN FRAME OF 2-D APPROXIMATION <i>A.M.Fridman, O.V.Khoruzhii</i>	441
PHENOMEN OF ELECTRIZATION OF MASSIVE BODY <i>D.A.Kirzhnits, A.A.Shatsky</i>	467
NONRADIAL VIBRATIONS OF NEUTRON STAR IN NONHOMOGENEOUS HYDRODYNAMICAL MODEL <i>D.V.Podgainy, S.I.Bastrukov, I.V.Molodtsova, V.V.Papoyan</i>	475
RADIOEMISSION OF PULSARS. II. (Inclined rotator) <i>G.S.Sahakian</i>	489

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ АСТРО-  
ФИЗИЧЕСКИХ ДИСКОВ В ДВУМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ  
*А.М.Фридман, О.В.Хоружий* 441
- ОБ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ, ВЫЗВАННОЙ ТЯГОТЕНИЕМ  
МАССИВНОГО ТЕЛА  
*Д.А.Киржниц, А.А.Шацкий* 467
- НЕРАДИАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ В  
НЕОДНОРОДНОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ  
*Д.В.Подгайный, С.И.Баструков, И.В.Молодцова, В.В.Папоян* 475
- РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ. II. (наклонный ротатор)  
*Г.С.Саакян* 489