ISSN-0571-7132

иислибрдрчи астрофизика

TOM 28

1.

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

UBV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. I. MCG 8-11-11 И	
МАРКАРЯН 6В. Т. Дорошенко	5
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЯДРА СЕИФЕРТОВСКОИ ГАЛАКТИКИ	40
NGC 7469	19
СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. VI	
В. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян,	27
CHEKTOAALUOE U MOODOAOTUUECKOE UCCAEJOBAHUE TAAAK.	21
TUK C VO USELITKOM VII M & Kanage 3 C Kanage	50
СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕЛОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ, МАРКАРЯН 297	,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,,
А. Н. Биренкоз	47
БЫСТРАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ АКТИВНЫХ ЯЛЕР ГА-	
λακτικ αμπλητη τη βαρμαιία β λαμάλα	
И. И. Шевченко	59
О ПРОИСХОЖЛЕНИИ МЕТАГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗА В ОКОПЛЕ-	
НИЯХ ГАЛАКТИК И ИСТОЧНИКАХ ЕГО ЭНЕРГИИ	
В. Г. Горбацкий	73
О ПАРАМЕТРАХ КОВАРИАЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ГАЛАКТИК	
Б. И. Фесенко, Е. В. Онучина	83
ГОРЯЧИЕ КОРОНЫ ГАЛАКТИК: ЭФФЕКТЫ ТЕМНОГО ГАЛО, МЕЖ-	
ГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ	
А. А. Сучков, В. Г. Берман	87
вращение газа над галактическим диском	
В. В. Гварамадве, Дж. Г. Ломинадве	99
теоретические параметры мощных радиогалактик. II. ге-	
НЕРАЦИЯ МГД-ТУБУЛЕНТНОСТИ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫМИ	
УДАРНЫМИ ВОЛНАМИЮ.В.Барышев, В. Н. Морозов	114
ускорение частиц ударными волнами в радиогалактиках	
В. Н. Федоренко	123

(Продолжение на 4-й странице обложки)

EPEBAH

Выходит с 1965 г. 6 раз в год на русском в английском языках

Խմբագրական կոլեգիա՝ Գ. Ս. Բիսնովատի-Կոգան, Վ. Գ. Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Պ. Գրինին, Վ. Վ. Իվանով, Լ. Ս. Լուուդ, Ն. Ս. Կարդաշև, Վ. Հ. Համբարձումյան, Ա. Գ. Մասևիչ, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ. Ս. Սանակյան, Վ. Յու. Տերերիժ, Ա. Տ. Քալլօղլյան (պատ. բարտուղար).

Խմբագրական խորճուրդ՝ Ա. Ա։ Բոյարչուկ, Ե. Կ. Խարաձև, Ի. Մ. Կոպիլով, Վ. Հ. Համբարձուման, Լ. Վ. Միրզոյան, Վ. Վ. Սորոլև (նախագան).

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

Редаждвонный совет: В. А. Амбарцумян, А. А. Боярчук, И. М. Копылов, Л. В. Мирвоян, В. В. Соболев (председатель), Е. К. Харадзе.

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Архянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике эвезд, физике туманностей и межэвездной среды, по эвездной и внегалактической астрономии, а также статья по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

«ԱՍՏՂԱՖԻՋԻԿԱ»-Ն գիտական ճանդես է, ուը ճռառառակում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիան։ Հանդեսը ապագռում է ինքնաակալ ճոդվածնեւ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների ու միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաթաշխության և առասգալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սանմանակից բնագավառների գծով։ Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիռանտների և բառձռ կուռսերի ուսանողների ճամառ։

Հանդեսը լույս է ահսնում աատեկան 6 անգամ, բաժանորդագինը 10 ո. 80 կ. մեկ աատվա ճամատ։ Բաժանորդագրվել կատելի է «Սոյուզայեչաա»-ի բոլոր բաժանմունքներում, իսկ ատաասանմանում՝ «Մեժդունատոդնայա կնիգա» գործակալության միչոցով, Մոսկվա, 200.

С Издательство АН Арм.ССР, Астрофизика, 1988.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.6:520.82

UBV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. I. МСG 8-11-11 И МАРКАРЯН 6

В. Т. ДОРОШЕНКО Поступила 24 июня 1987 Принята к печати 20 октября 1987

На основе многолетних UBV-наблюдений сейфертовской галактики MCG 8-11-11 показано, что ядро галактики иногда меняет блеск в течение суток на величи пу $\Delta V \sim 0$.⁷²2. Помимо кратковременных изменений блеска наблюдается переменность с амплитудой ~ 0 .⁷³3 на интервалах времени порядка года и более. Полугодовые UBV-наблюдения галактики Маркарян 6 также обнаруживают переменность ядра с амплитудой $\Delta V \sim 0$.⁷²2, хотя на суточном интервале времени в первой половинс 1986 г. переменность не выявлена. Определены цветовые характеристики ядер втих галактик.

1. Введение. Известно, что сейфертовские галактики проявляют переменность на временах от нескольких суток до нескольких лет. Выяснение характера переменности этих объектов в различных областях спектра важно для понимания механизма переменности их ядер. Для этой цели требуются длительные ряды наблюдений галактик в разных спектральных диапазонах от радио до рентгена. Однако такие наблюдения имеются у незначительного количества сейфертовских галактик. Нашей задачей было накопление фотометрических данных по некоторым сейфертовским галактикам для исследования характера оптической переменности и цветовых характеристик их ядер.

В работе представлены фотоэлектрические UBV-наблюдения двух сейфертовских галактик промежуточного типа: МСG 8-11-11 и Марк 6.

Галактика MCG 8-11-11 является спиральной галактикой с баром. Из-за малого галактического склонения, поглощение до нее, определяемое стандартным путем (как $A_B = 0$."24 соsec b^{II}), является довольно большим, $A_B = 1$."30. Галактика изучалась в различных областях спектра от радио до рентгена. Переменность была отмечена только в оппической п рентгеновской областях. Так, Миллер [1] наблюдал изменение яркости в полосах *B* и *V* соответственно на 0."09 и 0."19 за 2 дня. В литературе нашлось еще лишь незначительное количество фотографических [2, 3] оценок блеска, относящихся к 1952—80 гг., которые показывают переменность на интервалах годы и месяцы. В рентгеновской области были найдены изменения потока в 3 раза на интервале менее 32-х дней [4, 5]. Анализ пятилетних рентгеновских наблюдений не показал существенных изменений потока на интервале 0.^d5—5^d [5, 6]. Однако Мушотский и Маршал [5] обратили внимание на то, что с ноября 1977 г. по март 1978 г. изменения рентгеновского и оптического потоков были коррелированными.

Галактика Марк 6 относится к морфологическому типу SAB 0/а. Галактическое поглощение в этом направлении составляет $A_B = 0^m 46$. Наблюдения в радио и инфракрасной области столь малочисленны, что судить о переменности пока нельзя. В 1969 г. был обнаружен второй компонент в линии H₃, смещенный в синюю сторону на 3000 км/с [7]. Переменность в оптической области исследовалась только Неизвестным [8], который отмечает наличие изменений яркости как на временном интервала сутки, так и на более длительных (месяцы и годы) интервалах. Согласно [8], амплитуда переменности сильно возрастает в ультрафиолетовую область и на коротких временах она меньше, чем на длинных. О переменности в рентуене ничего не известно.

2. Наблюдения. Наблюдения галактики МСС 8-11-11 проводились нами с 1978 г., а галактики Марк 6 — с 1986 г. Фотометрия проводилась методом счета импульсов при помощи автоматизированных UBV-фотомегров [9, 10], устанавливаемых на 60-см и 125-см рефлекторах Крымской лаборатории ГАИШ. При наблюдениях с фотометром на 125-см телескопе была возможность проводить измерения и в полосе R. Применялся обычный дифференциальный метод. Звезды сравнения указаны на картах охрестностей исследуемых галактик (рис. 1), а их величины, оцененные путем привязки к звездам из каталога [11], приведены в табл. 1. UBV-величины звезд

Таблица 1

Галактика	Звезда	V	B-V		V-R
MCG 8-11-11	1	11.34+0.01	0.90+0.01	0.65+0.02	0.80 <u>+</u> 0.01
	2	10.98+0.01	0.41+0.01	0.35+0.01	0.48+0.01
Марк б	2	11.31	1.53	1.61	
· . · /	3	14.28	0.98	0.58	
1	4	12.90	0.55	0.13	
- 5. B.	5	13.25	0.66	0.06	
-	6	10.66 +0.01	0.52±0.01	-0.05±0.01	
12	7	10.26±0.01	0.36±0.01	-0.05±0.01	

ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ



Рис. 1. Карты окрестностей галактик МСС 8-11-11 и Марк 6. Север вверху, запад справа. Масштаб 23.5"/мм для МСС 8-11-11 и 23"/мм для Марк 6.

К ст. В. Т. Дорошенко

2—5 взяты из работы Неизвестного [12]. Основными звездами сразнения для Марк 6 были звезды 6 и 7. Суммарная продолжительность времени наблюдений талактики в фильтрах B и V выбиралась так, чтобы обеспечить статистическую ошибку $\sigma \sim 0^m 02 - 0^m 03$. Анализ ошибок показал, что в среднем ошибки по разбросу отсчетов в серия σ_p примерно в 1.3 раза больше вычисленных на основе пуассоновской статистики кваштов σ_p (рис. 2). Фотометрические ошибки центрировки ядра в диафрагме определялись в ночи с несколькими последовательными наведениями на объект.



Рис. 2. Сопоставление ошибки, вычисленной по разбросу импульсов (τ_d) и по накопленному количеству импульсов (τ_p) для MCG 8-11-11.

Оказалось, что на 60-см телескопе в фильтре V в днафрагме A = 27."5 и при плохом качестве изображения 4—6" для MCG 8-11-11 они не превышали 0^m06, а для Марк 6 были порядка статистических ошибок. Наблюдения в фильтре U с ошибками $z > 0^m1$ или с ошибками по разбросу в серии, вдвое превышающими пуассоновские, если последние были $> 0^m04$, рассматривались как неудовлетворительные и исключались из дальнейшего рассмотрения. Результаты UBV-наблюдений галактик представлены в табл. 2, где последовательно указаны: дата наблюдения, всемирное время середины интервала наблюдения галактики, диаметр диафрагмы в секундах дуги, величины V, (B-V), (U-B) и (V-R) и наибольшая из ошибок σ_a и σ_a .

В последующих разделах проводится анализ данных отдельно по каждой галактике.

3. МСС 8-11-11. а) Переменность на короткой шкале. Наблюдения галактики, выполненные в диафрагме 27."5 подряд на протяжении 3—4 ночей, позволяют провести проверку на переменность блеска галактики в короткой шкале времени. Для МСС 8-11-11 таких интервалов было 3 (5—8.12.85, 4—6.02.86 и 1—6.04.86). Из табл. 2 видно, что у МСС 8-11-11 за одни сутки (5—6.12.85) яркость галактики уменьшилась на $\Delta V = 0$."24. Такое изменение блеска позволяло говорить о реальной переменности яркости объекта. Более обоснованные выводы можно получить, используя статистические критерии на переменность (χ^2 [13], Альтшулера [14] и Велча [15]). Для надежности мы применили все три критерия. Указанные критерии показали, что изменения блеска галактики в фильтре V в интервале 5—8.12.85 и 1—6.04.86 и изменения цвета (*B*—*V*) в интервале 4—6.02.86 являются статистически значимыми.

Таким образом, наблюдения Миллера [1] и проведенный нами аналив свидетельствуют о переменности блеска MCG 8-11-11 в короткой шкале времени (сутки или несколько суток). Из независимости изменений блеска и цвета следует, что амплитуда втих изменений в разных участках спектра может быть различной.

6) Переменность на большой шкале. Для анализа долговременных изменений яркости мы нашли средневзвешенные V, (B-V), (U-B) по шести сезонам наблюдений (табл. 3). Из табл. 3 видно, что между 1980 г. я. 1983 г. общий уровень яркости ядра галактики в диафрагме 27."5 повысился на $\Delta V = 0.27$ и цвет (U-B) стал более голубым. Анализ приведенных в таблице данных на основе указанных выше кригерисв показал, что на длительных временах яркость в полосе V переменна, а цвет (B-V)не изменился. Литературные данные, в основном фотографические (сводная кривая блеска на рис. 3), свидетельствуют о существенно большей амплитуде переменности: наибольшая яркость была в 1952. г. $(m_{fg}=14.66,$ [12]), а наименьшая — в марте 1978 г. $(m_{pg}=16.38, [3])$, т. е. амплитуда составила $\Delta m_{pg} = 1.7$. Однако, сравнивая данные из различных ысточников, следует помнить о невысокой точности фотографических наблюдений и о различии фотометрических систем, которое может приводить к систе_т матическим ошибкам.

UBV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. I 9

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК МСС 8-11-11 И МАРК 6

Дата	UT	А (сек. дуги)	V	B-V	U—B	V-R
1	2	3	4	5	6	7
MCG 8-11-11			1 -2 - 2 - 2			1
08.11.78	00 ^h 52 ^m	25"	14.28 + 0.02	0.90 <u>+</u> 0.03	-0.22±0.06	1.26+0.03
	01 07	25	14.22 0.02	0.92 0.03	-0.16 0.05	1.21 0.03
25.02.79	19 04	25	13.97 0.02	0.84 0.03	-0.36 0.05	0.99 0.03
- 1	19 23	25	13.91 0.03	0.96 0.04	-0.33 0.05	0.92 0.04
27.02.79	18 54	25	14.05 0.02	0.76 0.02	-0.32 0.03	0.75 0.02
18.12.79	23 32	25	14.42 0.04	0.79 0.06	-	1.19 0.04
21.12.79	00 10	25	14.10 0.01	0.88 0.02	-0.23 0.03	1.12 0.02
10000	00 38	25	14.13 0.02	0.97 0.06		- 1
	01 20	25	14.17 0.03	0.94 0.06		1.03 0.07
15.01.80	23 03	25	14.09 0.05	0.83 0.07	-	1.04 0.06
04.12.83	19 20	14.0	14.24 0.03	0.86 0.05	-0.52 0.06	
	19 25	27.5	13.88 0.05	0.95 0.09		1
10.00	19 49	27.5	14.04 0.06	0.80 0.09	-	1
05.12.83	19 40	14.0	14.38 0.05	0.77 0.06	-0.46 0.07	
1.1.1	19 56	27.5	13.97 0.05	1.06 0.09	-0.44 0.10	-3 - 3 - 3
13.12.83	02 10	27.5	14.02 0.05	1.02 0.08	-0.43 0.10	1
02.02.84	19 00	27.5	13.79 0.03	0.86 0.05	-0.35 0.06	1.5
1 1 - 1 1	19 35	14.0	14.44 0.04	0.56 0.05	-0.46 0.04	
	19 46	27.5	13.84 0.05	0.83 0.06	-0.35 0.06	j.
	22 31	27.5	13.85 0.04	0.72 0.05	-0.33 0.06	1
	22 45	14.0	14.34 0.05	0.59 0.05	-0.18 0.07	
04.02.84	18 04	27.5	13.76 0.05	0.75 0.06	-0.24 0.07	1
	18 26	14.0	14.34 0.04	0.56 0.05	-0.38 0.05	11/2
26.02.84	19 26	27.5	13.94 0.03	0.88 0.06	-0.49 0.06	
27.02.84	17 47	27.5	13.80 0.04	0.95 0.05	0.54 0.06	· _ 10+ -
	17 57	14.0	14.29 0.04	0.55 0.04	-0.52 0.04	
05.03.84	19 40	14.0	14.16 0.03	0.81 0.03	-0.53 0.04	1
12,000	19 54	27.5	13.86 0.03	0.83 0.04	-0.46 0.06	
20.10.84	21 32	27.5	14.12 0.04	0.74 0.06	-0.37 0.07	
20.10.84	21 50	14.0	14.32 0.02	0.79 0.04	-0.54 0.05	· · · · ·
26.10.84	00 44	27.5	13.95 0.03	0.85 0.04	0.37 0.09	
21.11.84	03 00	23.0	13.96 0.04	0.88 0.07	-0.33 0.09	1.20 0.05.
25.11.84	22 50	27.5	13.86 0.03	0.99 0.05	-0.33 0.08	
30.11.84	00 20	23.0	14.16 0.01	0.84 0.02	-0.13 0.03	1.22 0.02:
23.12.84	19 30	27.5	13.89 0.02	1.02 0.03	-0.48 0.05	

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
	19 ⁴ 38 ^m	14.0	14.43+0.04	0.71+0.05	-0.39 <u>+</u> 0.05	
27.12.84	19 53	14.0	14.37 0.03	0.70 0.04	-0.39 0.04	
	20 05	27.5	13.86 0.03	0.92 0.04	-0.40 0.04	
18.01.85	18 26	27.5	14.03 0.04	0.65 0.05	-0.33 0.04	
10000-	18 38	27.5	14.05 0.04	0.77 0.05	0.30 0.05	
26.01.85	20 42	14.0	14.27 0.02	_	~ _	
THE REPORT	21 01	27.5	13.82 0.02	0.80 0.03	-0.38 0.05	
13.03.85	19 30	27.5	13.99 0.03	0.75 0.05	-0.40 0.06	
	19 42	14.0	14.29 0.02	0.72 0.03	-0.42 0.04	
17.03.85	17 59	27.5	13.87 0.03	0.72 0.06	-0.12 0.07	1.0
	18 11	27.5	13.80 0.02	0.84 0.05	-0.29 0.06	C
	18 21	14.0	14.34 0.02	0.69 0.04	-0.49 0.05	1
-	18 36	14.0	14.25 0.02	0.73 0.04	0.46 0.05	
12.04.85	18 35	27.5	13.87 0.04	0.87 0.06	-0.32 0.09	S
11.11.85	02 23	27.5	13.78 0.03	0.78 0.04	-0.34 0.05	
100	02 38	14.0	14.23 0.02	0.52 0.03	-0.52 0.03	
05.12.85	20 04	27.5	13.72 0.02	0.83 0.03	-0.65 0.04	
	19 38	14.0	14.30 0.06	0.61 0.07	_	
06.12.85	20 54	27.5	13.93 0.02	0.98 0.05	-0.31 0.07	-
·07.12.85	19 25	27.5	13.99 0.02	0.89 0.09	- 15	
	20 21	27.5	13.85 0.03	0.95 0.04	-0.45 0.06	
	19 42	14.0	14.47 0.03	0.83 0.04	_	
08.12.85	20 55	27.5	13.98 0.03	0.82 0.04	-0.22 0.07	
	21 55	27.5	13.96 0.02	0.83 0.04	-0.24 0.06	
	21 14	14.0	14.41 0.02	0.79 0.03	-0.52 0.03	
18.01.86	23 45	27.5	14.00 0.02	-		- ×
04.02.86	19 55	27.5	14.02 0.05	0.86 0.06	-0.26 0.06	
2000	21 11	14.0	14.54 0.02	0.89 0.06	-0.75 0.06	
05,02.86	20 32	27.5	13.94 0.02	0.82 0.03	-0.33 0.03	
	20 54	14.0	14.44 0.02	0.69 0.04	-0.52 0.04	
·06.02.86	20 39	27.5	13.93 0.03	1.07 0.05	-0.38 0.06	
·07.02.86	20 30	27.5	14.02 0.02	0.95 0.05		1.00
	20 44	14.0	14.46 0.02	0.84 0.04	-0.52 0.05	
.06.03.86	19 36	27.5	13.89 0.02	0.93 0.04	-0.39 0.06	
	19 52	14.0	14.42 0.02	0.82 0.04	-0.49 0.07	-
13.03.86	19 23	27.5	13.87 0.02	0.92 0.03	-0.30 0.05	
14.03.86	20 17	27.5	13.87 0.02	0.89 0.04	-0.28 0.05	
.01.04.86	18 14	27.5	13.81 0.02	0.93 0.06	-	
1.25						

ИВУ-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. I

Т	1
-	

Таблица 2	(окончание
-----------	------------

1	2	3	4	5	6	7
	18 ^h 32 ^m	14.0	14.33+0.03	0.76+0.05	_	
02.04.86	18 30	27.5	13.99 0.04	0.82 0.08	-0.36+0.11	
04.04.86	18 32	27.5	13.90 0.02	0.96 0.07	-0.31 0.12	
05.04.86	18 22	27.5	13.80 0.02	0.82 0.04		1.00
1000	18 42	14.0	14.28 0.03	0.76 0.06		1.
06.04.86	18 21	27.5	13.87 0.02	0.50 0.04	-0.23 0.08	5
21.11.86	20 00	27.5	14.08 0.03	0.74 0.06	-0.28 0.08	
07.12.86	22 01	27.5	13.95 0.02	0.86 0.04	-0.43 0.05	
1000	22 37	27.5	13.84 0.02	0.86 0.04	-0.40 0.06	1000
25.02.87	19 43	27.5	13.97 0.03	0.73 0.04	-0.36 0.05	1.01
30.03.87	19 15	27.5	13.77 0.03	0.74 0.04	-0.32 0.05	
Марк б				ñ	1	- 21
19.01.86	00 43	27.5	13.88 0.02	1.06 0.03	-0.12 0.08	1
04.02.86	22 26	27.5	13.92 0.02	1.07 0.04	-	
05.02.86	22 15	27.5	13.94 0.02	0.94 0.04	+0.06 0.09	l
.06.02.86	21 24	27.5	13.95 0.03	0.98 0.06	+0.18 0.11	
	21 33	14.0	14.24 0.02	0.98 0.04	-0.10 0.08	
07.02.86	21 42	27.5	13.88 0.03	1.03 0.06	+0.06 0.10	
	21 29	14.0	14.18 0.02	1.00 0.04	-0.04 0.07	1.1
·06.03.86	19 55	27.5	13.90 0.02	1.13 0.05	-0.22 0.11	
21	20 07	14.0	14.20 0.02	1.00 0.04	-0.30 0.08	
13.03.86	20 18	27.5	13.95 0.02	1.02 0.05	+0.17 0.09	-
14.03.86	20 56	27.5	13.97 0.02	1.03 0.03	+0.16 0.09	
the second	21 25	14.0	14.46 0.02	0.93 0.03	-	
01.04.86	19 23	27.5	13.88 0.02	0.99 0.03	-0.10 0.11	-
AT 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	19 38	14.0	14.16 0.02	0.87 0.04	-	
(02.04.86	19 13	27.5	13.88 0.02	1.07 0.05	-	
	19 30	27.5	13.85 0.03	_		
'04.04.86	19 17	27.5	13.85 0.02	1.19 0.06	-0.19 0.16	
	19 40	27.5	13.80 0.02	1.12 0.06	-0.23 0.14	
.05.04.86	19 37	27.5	13.83 0.02	0.93 0.04	-0.09 0.10	
	19 48	14.0	14.14 0.02	0.97 0.04		
06.04.86	19 23	27.5	13.79 0.02	0.90 0.06	-0.28 0.11	
'09.04.86	19 21	27.5	13.90 0.03	0.94 0.06	-0.25 0.15	
01.07.86	20 10	27.5	13.76 0.05	1.20 0.10	-0.39 0.26	
	20 35	14.0	14.26 0.08	1.08 0.17	-	
	20 45	27.5	13.81 0.05	1.02 0.10	-0.40 0.32	

в) Сопоставление яркости и цвета. Изменения блеска ядра в фильтре V и показателей цвета (B-V) и (U-B) за весь период наблюдений в диафрагме 27."5 сопоставлены на рис. 4. Видно, что в изменении V и

Сезон (месяц, год)	V	B-V	U – B	n
11 70 00 70	14.11	0.95	0.80	5
10.70-02.79	14.11	0.87	-0.24	5
12.83-03.84	13.88	0.86	-0.41	11
11.84-04.85	13.90	0.85	-0.36	12
10.85-04.86	13.90	0.89	-0.33	20
11.86-12.86	13.95	0.82	-0.38	4
1983—1985		24		
A=27 5	13.91	0.85	0.38	46
A=14.0	14.36	0.74	-0.51	27

Таблица 3 СРЕДНЕВЗВЕШЕННЫЕ ЯРКОСТИ И ЦВЕТО-ВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА МСС 8-11-11

(B-V) нет четкой корреляции, хотя можно усмотреть аналогию с картиной, наблюдающейся у некоторых звезд Т Тац и неправильных переменных звезд с алголеподобными изменениями блеска [16]. График V — (U-B) показывает, что при увеличении яркости V показатель цвета



Рис. 3. Кривая блеска МСС 8-11-11. Треугольниками обозначены фотографические данные Н. Е. Курочкина [2], открытыми кружками — данные Ллойда [3], крестиками — фотовлектрические величины В по Миллеру [1], заполненными кружками — фотовлектрические оценки автора в фильтре В.

(U-B) имеет тенденцию становиться более отрицательным. Однако для более опредсленных выводов требуются более надежные данные в фильтре U.

UBV-ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК. 1

Согласно нашим наблюдениям, излучение MCG 8-11-11 в диафрагме 14" более голубое, чем в A = 27."5. Средневзвешенные значения V, (B - V) и (U - B) по данным за 1983—86 гг. в двух диафрагмах представлены в табл. 3.



Рис. 4. Сопоставление яркости в фильтре V и показателей цвета (B-V) и (U-B) по наблюдениям галахтики MCG 8-11-11 в диафрагме A = 27.5.

г) Показатели цвета ядра и галактики. Длительные однородные UBVряды наблюдений при наличии переменности ядра позволяют определить его показатели цвета методом, предложенным Холоневским [17], большим достоинством которого является использование сразу всей совокупности UBV-данных. Мы применили метод Холоневского для определения цветовых жарактеристик ядер MCG 8-11-11 и Марк 6. На рис. 5 сопоставлены потоки F_{∇} , F_B и F_U в двух диафрагмах. Коэффициенты корреляции потоков для A = 27."5 равны $k_{BV} = k_{UB} = 0.78 \pm 0.06$, а для A = 14" $k_{BV} = 0.75 \pm 0.09$ и $k_{UB} = 0.89 \pm 0.05$. Наблюдаемые и исправленные за поглощение в нашей галактике (с верхним индексом «0») средние по двум определениям показатели цвета ядра MCG 8-11-11 приведены в табл. 4.

Таблица 4

Объект	(B-V) #861.	(U-B) _{#86A} .	(B-V)°	(<i>U</i> - <i>B</i>) ⁰
МСС 8-11-11, ядро	0.47 <u>+</u> 0.05	-0.24+0.16	0.15	-0.52
и и галакт.	1.16±0.03	0.22+0.05	0.84	-0.06
Марк 6, ядро	0.64 + 0.17	-0.70+0.21	0.52	-0.79

ЦВЕТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР

В. Т. ДОРОШЕНКО

Имея достаточно много наблюдений, сделанных в одну ночь в двух разных днафрагмах, можно найти показатели цвета кольцевой зоны галактики между A = 14'' и 27''5. Средние потоки в кольцевой днафрагме, соответствующие расстояниям от ядра (2.8—5.5) клк при H = 75 км/с Млк,



Рис. 5. Сопоставление наблюдаемых потоков для MCG 8-11-11. Вверху — в диафратые A = 14'', винзу — для A = 27.''5.

вычисленные по двадцати датам, равны в (m/y): $(F_V)_G = 4.04 \pm 0.16$, $(F_B)_G = 1.62 \pm 0.09$ и $(F_U)_G = 0.54 \pm 0.07$. Показатели цвета приведены. в табл. 4. Они попадают в область, занимаемую показателями цвета спиральных талактик раннего типа.

4. Марк б. а) Аналив на переменность. За время наших наблюдений мы имели два наблюдательных ряда, когда галактика наблюдалась подряд.

4-5 суток: 4-7.02 и 1-6.04.86 г. Упомянутые выше критерии проверки на переменность показали отсутствие переменности яркости галактики в оба указанных интервала. Тем не менее, за весь полугодовой период наблюдений переменность в полосе V проявилась довольно сильно: размах изменений яркости превосходит среднюю ошибку наблюдений почти в 8 раз (табл. 5). Наши наблюдения с А = 27."5 как будто бы подтверждают вывод Неизвестного [8] о том, что амплитуда в U больше, чем в V. Однако ошибки в U существенно больше, чем в других фильтрах и отношение $\Delta(U = B)/\sigma_{rrs}$ составляет 4.8.

ИЗМЕНЕН	ие яркос	сти и ці	вета яд	PA MAPH	6
		4.0		A=27.5	
	V	B-V	V	B-V	<i>U-B</i>
Размах, Δ	0.33	0.22	0.21	0.30	0,67
Сред. ош., 5	0.02	0.04	0.03	0.05	0.14
$\Delta/\overline{\sigma}$	16.5	5.5	7	6	4.8

6) Связь изменений яркости и цвета. На рис. 6 сопоставлены яркость в V и показатели цвета (B-V) и (U-B). Видно, что изменения яркости в V и цвета (U-B) коррелируют ($k = 0.82 \pm 0.09$), т. е. чем ярче ядро, тем больше ультрафиолетовых квантов оно излучает. Однако этот вывод следует считать предварительным из-за малости объема анализируемых данных и невысокой точности в U.



Рис. 6. Сопоставление яркости в V и показателей цвета (B-V) и (U-B) для Марк 6 в днафрасме A = 27.''5.

в) Показатели цвета ядра. Анализ данных табл. 2 показал, что в одинаковых спектральных полосах размах изменений яркости в разных днафрагмах сравним между собой и существенно превосходит ошибки наблюдений. Отсюда можно заключить, что добавка галактического излучения. в кольцевой диафрагме (14"-27."5) невелика. Применение метода Холо-

Таблица 5

невското для определения цвета ядра оправдывается высокой степенью коррелированности изменения потоков: $k_{UB} = 0.73 \pm 0.14$ (13) и $k_{BV} = 0.76 \pm 0.12$ (16). Цветовые показатели ядра Марк 6 приведены з табл. 4.

5. Выводы. 1. В оптическом диапазоне длин волн в ядре галактики MCG 8-11-11, по-видимому, время от времени происходят быстрые изменения яркости на величину $\Delta V \approx 0$.^m25 за время порядка суток. Кроме того, наблюдаются и более плавные изменения яркости в средлем на $\Delta V \approx 0$.^m3 за время порядка года.

2. За полугодовой период наблюдений галактики Марк 6 не сбнаружено переменности на интервале несколько суток, но на полугодовом интервале она присутствует.

3. Ивлучение галактики MCG 8-11-11 в диафрагме A = 14'' более голубое, чем в диафрагме A = 27.''5. Показатели цвета галактики на расстоянии от 3 до 6 кпк от ядра являются нормальными для спиральных галактик раннего типа.

4. Для обеих галактик не наблюдается четкой корреляции в изменении яркости V и цвета (B—V). На длительных интервалах зремени показагель цвета (U—B), по-видимому, имеет тенденцию становиться более отрицательным при повышении яркости в полосе V.

5. Показатели цвета ядер имеют ультрафиолетовый избыток.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штериберга

UBV PHOTOMETRY OF SEYFERT GALAXIES. I. MCG 8-11-11 AND MARKARIAN 6

V. T. DOROSHENKO

UBV photometry of Seyfert galaxy MCG 8-11-11 extending over several years confirms the earlier result on the existance of light variations on time scales as short as one day with amplitude $\Delta V \approx 0^m 2$. Sometimes the variability with amplitude $\Delta V \approx 0^m 3$ is observed on time scale for about one year or more. The light variability of Markarian 6 with amplitude $\Delta V \approx 0^m 2$ is reported on the basis of UBV observations over half a year in 1986. It is possible the change of V and color (U-B) are connected with each other for both galaxies. Colors of the variable component and the circular zones of these galaxies are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. H. R. Miller, Astrophys. J., 227, 52, 1979.
- 2. Н. Е. Курочкин, Перемен. звезды, 21, 66, 1978.
- 3. C. Lloyd, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 209. 697, 1984.
- 4. H. Tananbaum. G. Peters, W. Forman, R. Giacconi, G. Jones, Y. Avni, Astrophys. J., 223, 74, 1978.
- 5. R. F. Mushotzky, F. E. Marshall, Astrophys. J., 239, L5, 1980.
- 6. N. Marshall, R. S. Warwick, K. A. Pounds, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 194, 987, 1981.
- 7. Э. Е. Хачикян, Д. Видман, Астрофизика, 7, 389, 1971.
- 8. С. И. Неизвестный, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, 50, 74, 1986.
- 9. В. М. Лютый, Сообщ. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга, № 172, 30, 1971.
- 10. В. Ю. Теребиж, Астрон. циркуляр, № 1188, 3, 1981.
- 11. V. M. Blanco, S. Demers, G. G. Douglass, M. P. Fitzgerald, Publ. US Navel Observ., 21, 1968.
- 12. С. И. Неизвестный, Сообщ. Спец. астрофия. обсерв. АН СССР, 51, 5, 1986.
- 13. A. Tennant, R. F. Mushotzky. Astrophys. J., 264, 92, 1983.
- 14. D. R. Altschuler. J. F. C. Wardle. Mem. Roy. Astron. Soc., 82, 1, 1976.
- 15. D. Clarke, B. G. Stewart, Vistas Astron., 29, 27, 1986.

16. Г. В. Зайцева, Астрофизика, 25, 471, 1986.

17. J. Choloniewski, Acta Astron., 31, 293, 1981.

18. В. А. Гаген-Торн, Актрофизика, 22, 449, 1985.

ADDADDADGADAGA BNO NEVE ADE Res 10

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.6:520.84

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 7469

Г. Д. ПОЛЯКОВА Поступила 14 июля 1987 Принята к печати 20 октября 1987

Представлены результаты спектрофотометрии ядра сейфертовской галактики NGC 7469. Определены физические характеристики областей формирования широких разрешенных и узких запрещенных линий.

1. Введение. NGC 7469 — классическая сейфертовская галактика I типа, является одной из наиболее ярких ($B_T = 12^{m}6$) и голубых — показатель цвета (U-B) = — 0^m28 [1], морфологического типа — SBa [2]. Воронцов-Вельяминов [3] классифицировал ее как взаимодействующую (VV 254), она образует пару с иррегулярной галактикой IC 5283 [4]. На фотографии выглядит как яркий звездообразный объект, окруженный слабой оболочкой.

Оптический спектр ядра NGC 7469 изучался неоднократно [5—15]. Эти наблюдения позволили установить изменения как в интенсивностях, так и профилях водородных эмиссионных линий [9, 13, 16, 17], оценить их амплитуду и временной интервал. Дальнейшие наблюдения ядра этой галактики представляют несомненный интерес.

2. Наблюдательный материал. Пять спектрограмм ядра NGC 7469 были получены с 11 по 13 октября 1979 г. в первичном фокусе БТА САО АН СССР со спектрографом СП-160 и ЭОП М9ЩВ с обратной линейной дисперсией 189 А/мм. Спектральное разрешение составляло ~ 14 А. Спектры фотографировались на эмульсии Kodak OaO. Щель шириной 0.15 мм (≈ 3" выбиралась с учетом диска дрожания) была ориентирована вдоль большой оси галактики. В качестве эвезды сравнения использовалась звезда 111 Нег спектрального класса A3V с известным распределением энергии [18].

3. Обработка наблюдательного материала. Дисперсионная кривая построена по линиям излучения лампы с полым железным катодом с неоновым наполнением. В спектре ядра галактики в интервале длин волн 3700— 6900 А отождествлены эмиссионные линии серы, азота, кислорода, неона, железа (колонки 1, 2 табл. 1). Следует заметить, что при указанном выше спектральном разрешении не разделяются линии дублета серы [S II] $\lambda\lambda$ 6731, 6717 А, а также Н₂ и [N II] $\lambda\lambda$ 6584, 6548 А. Профили других водородных линий также блендированы: красное крыло H₁ деформировано линией [O III] λ 4363 А, голубое крыло H₃ — дублетом [S II] $\lambda\lambda$ 4069, 4076 А. Также не разделяются линии H₄ и [Ne III] λ 3968, H₈ и He I λ 3889 А.

Takuna 1

Ион	λ, Α	₩>, A	$\left \left(\frac{I_{\lambda}}{I_{H_{ij}}} \right)_{HEGA.} \right $	$\left(\frac{I_{\lambda}}{I_{H_{\beta}}}\right)_{\text{Henp.}}$	FWZI, Rm/c	FWHM. RM/C
[S II]	6731/17	22±6	0.22	0.16	2400+160	1200+100
Ha+[N II]	6563, 6584/48	440+35	4.45	3.26	7100+640	1900±140
[F. X]+[O I]	6474/64	7 ± 1	0,07	0.06	1300±150	
[0]]	6300	7±2	0.06	0.05	1500+160	
[0 111]	5007	60 <u>+</u> 10	0.63	0.65	2200+400	800±100
[0 111]	4959	23+3	0.23	0.23	1600±100	
Нз	4861	100±10	1.00	1.00	4500 + 400	1800+300
[O III]	4363	11±2	0.11	0.12	1600+300	
Η _T	4340	50 <u>+</u> 20	0.50	0.57	3500+400	1900+400
Hõ	4101	22± 5	0.23	0.28	2300±600	1200+300
[S II]	4076/69	13±6	0.13	0.16	1400 + 500	-
He + [Ne III]	3968	24 ± 3	0.25	0.31	3300± 80	2400± 60
H ₈ +He I	3889	21±2	0.21	0.27	3050± 80	2000-1100
[Ne III]	3869	7±1	0.07	0.09	1400+250	-
[0 1]	3729/26	11±1	0.11	. 0.18	2300± 90	
	and the second se					

В табл. 1 приведены эквивалентные ширины W_{λ} (колонка 3), относительные интенсивности $(I_{\lambda}/I_{H_{\beta}})_{\pi\pi\delta\Lambda}$. и исправленные за межэвездное поглощение света $(I_{\lambda}/I_{H_{\beta}})_{\picop}$. (колонки 4, 5), ширины, выраженные в км/с, на нуле интенсивности FWZI и на половине максимума интенсивности — FWHM (колонки 6, 7). Внутренняя точность определений всличин W_{λ} и ширин для сильных и слабо блендированных линий составляет, в среднем, 12%, тогда как слабых и сильно блендированных линий — порядка 30%.

Наше определение эквивалентной ширины Ну близко к данным Остербрска [11] и Филлипса [12] (105 и 89 А соответственно), что позволяет предположить, что ядро талактики NGC 7469 было приблизительно одинаково ярким во время этих наблюдений. Поэтому сравнение всличин относительных интенсивностей эмиссионных линий и бленд мы проводили с данными этих работ. Было получено, что эначения $(I_{\lambda}/I_{H_3})_{sa6\lambda}$ (коловка 4 табл. 1) систематически выше, чем в [11, 12]. Систематическая разность составляет, в среднем, —0.07 и —0.06 и вызывается, скорее всего, различиями в проведении уровня непрерывного спектра.

Покраснение света в Галактике учитывалось по известной формуле

$$lg (I_{\lambda}/I_{H_{3}})_{\text{MCRP.}} = lg (I_{\lambda}/I_{H_{3}})_{\text{maga.}} + C(H_{\beta}) \cdot f(\lambda), \qquad (1)$$

где $C(H_3)$ — логарифмическая поправка за покраснение в H_β — получена по данным Вамплера [19]. Функция покраснения $f(\lambda)$ взята из работ Пеймберта и Торрес—Пеймберт [20, 21].

Полуширины широких разрешенных линий не исправлялись за инструментальный контур. Вычисленные величины FWHM приведены в колонке 6 табл. 1. Сравнение FWHM Н₃ показало хорошее согласие с результатами Остерброка [11] и Филлипса [12] (1800 и 1900 км/с соответстве но) и значимое различие с FWHM Н₃ в работе Петерсона, Фольтца. Байярда и Вагнера [13] (800 км/с для $W_{H_3} = 67$ А). Напомним, что в [11, 12] спектры ядра NGC 7469 получены при спектральном разрешении 10 А, тогда как в [13] — при разрешении 3.5 А.

Полуширины узких запрещенных линий оказались сравнимы с шириной инструментального контура, определяются неуверенно, поэтому величину FWHM, исправленную за инструментальный контур, вычисляли только для [O III] λ 5007 A, наиболее интенсивной запрещенной линии. При этом предполагалось, что монохроматический инструментальный контур гауссиана с параметром фойгтовской функции $\beta_1 = 14$ A.

На основании опубликованных результатов спектрофотометрических наблюдений ядра NGC 7469 [5—15] получены пределы изменения эквивалентной ширины Н₃ от 35 до 105 А. По результатам наших наблюдений $W_{H_3} = 100$ А соответствует максимальному значению и близка к данным Остерброка и Филлипса [11, 12], что позволяет предположить, что ядро талактики NGC 7469 было приблизительно одинаково ярким во время этих наблюдений.

4. Ревультаты. Светимость ядра галактики NGC 7469 в линии H₃. определялась путем сравнения его со стандартной звездой. Монохроматическая освещенность последней бралась по данным цитированного выше Сводного фотометрического каталога звезд [18]. В табл. 2 приведена величина $L_{H_{\beta}}$, вычисленная по UBV-измерениям блеска ядра NGC 7469 Дорошенко и Теребижа [22] для расстояния D = 50 Мпк ($H_0 = 100$ км/с Мпк⁻¹, $q_0 = 0$). Величины $B \ge V$ ядра галактики и звезды сравнения исправлялись за поглощение света в земной атмосфере. Коэффициенты прозрачности брались из работы Карташевой и Чунаковой [23]. Поправка за поглощение света в Галактике для ядра NGC 7469 вычислялась согласно Крону и Гуэттеру [24], а для звезды сравнения истинный показатель цвета (B-V)₀ брался из [25]. Полученная нами величина $L_{\rm H_3} = 7.0\cdot10^{\rm s1}$ эрг/с хорошо согласуется с определением Стейнера [26] $L_{\rm H_3} = 6.9\cdot10^{\rm s1}$ арг/с, который для своих вычислений использовал данные Осгерброка [11].

	I doxuga z
BLR	NLR
L _{Ha} =7.0.1041 spr/c	L[O III]=7.5.1041 spr/c
6.0.10 ¹⁸ см ³	1.2.10 ⁵³ cm ³
1.1-1017 сж=0.04 пк	$3.0.10^{18}$ cm ≈ 1 mm
10 ³⁴ r=5.0 M	8.0.1035 r=4.102 mg
.1.6.10 ⁵⁰ apr	2.6.1051 ppr
	<i>BLR</i> <i>L</i> _{H_B} =7.0·10 ⁴¹ эрг/с 6.0·10 ¹⁹ см ³ 1.1·10 ¹⁷ см=0.04 лк 10 ³⁴ г=5.0 ДС _О . 1.6·10 ⁵⁰ эрг

Исправление *B* и *V* величин ядра NGC 7469 с использованием величины $E_{B-\nu}$, полученной из отношения бальмеровских линий H_{z} и H_{3} по данным работы Вамплера [19], приведет к их «переисправлению», и ядро NGC 7469 окажется более ярким, $L_{H_{\beta}} = 1.4 \cdot 10^{42}$ эрг/с. Это вызывается тем, что интенсивности бальмеровских линий помимо поглощения в Галактике искажаются самопоглощением.

Вычисление физических параметров газа зоны формировання широких разрешенных линий (*BLR*) проводилось согласно Дибаю и Цзетанову [27]. По известным величинам светимости L_{H_3} и светимости. единицы объема газа в втой зоне $E(H_3)$ определили величину эффективного объема $v_{eff} = 6.0 \cdot 10^{48}$ см³ и массу излучающего газа $\mathfrak{M} = 10^{34}$ г = 5.0 \mathfrak{M}_{\odot} . При этом электронная плотность n_e , как обычно, принималась равной 10^9 см⁻³ [28]. Полученная нами величина \mathfrak{M} удовлетворительно согласуется с определениями Дибая и Цветанова [27], $\mathfrak{M} = 3.2$ \mathfrak{M}_{\odot} .

Эная массу и окорость движения газа определили его кинстическую энергию E_k . В качестве характерной скорости использовалась v = 1800 км/с, определенная по доплеровской ширине $H_{\beta} - FWHM$. Вычисленная величина $E_k = 1.6 \cdot 10^{50}$ эрг, в работе [27] $E_k = 4.5 \cdot 10^{49}$ эрг. При вычисления характерного размера зоны *BLR* величина фактора объемного заполнения принималась равной $\varepsilon = 10^{-3}$. Полученная величина R = 0.04 пк удовлетворительно согласуется с результатами Андерсона [7], R = 0.02 пк, и

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЯДРА NGC 7469

Дибая [30], $R \sim 0.03$ пк. Вычисленные v_{eff} , R. \mathfrak{M} и E_k для зоны формирования разрешенных линий приведены в табл. 2.

В зоне образования узких запрещенных линий (NLR) значения әлектронной плотности и электронной температуры определялись по исправленным за покраснение относительным интенсивностям запрещенных линий [O III] и [S II] по методу Боярчука, Гершберга, Годовникова и Проника [31]. Предполагая нормальный химический состав и относительное содержание ионов O III 4·10⁻⁴, а ионов S II — 0.5·10⁻⁴, как в [27], получили величины $\theta(n_e, T_e)$ для авроральной [O III] λ 4363 А и небулярных линий [O III] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 А и также трансавроральных линий [S II] $\lambda\lambda$ 4069, 4076 А.

Пересечение кривых равных значений функции $\theta(n_{\star}, T_{\star})$ для авроральной линии [O III] и небулярных линий [O III] позволяет определить $n_{\star} = 7.9 \cdot 10^{\circ}$ см⁻³ и $T_{\star} = 10^{\circ}$ К. С учетом ошибок определения относительных интенсивностей этих линий получены пределы изменения величин n_{\star} и T_{\star} (6.3 · 10⁶ \leftrightarrow 1.4 · 10⁷) см⁻³, (7.1 · 10³ \div 10⁴) К. Пересечение кривых равных значений функции $\theta(n_{\star}, T_{\star})$ небулярных линий [O III] λ 5007, 4959 А и трансавроральных линий [S II] λ 4069, 4076 А определяет $n_{\star} = 4.5 \cdot 10^{4}$ см⁻³ и $T_{\star} = 6.3 \cdot 10^{3}$ К. С учетом ошибок определы изменения величин n_{\star} и T_{\star} соответственно равны (4.0 · 10⁴ \div 7.9 · 10⁴) см⁻³ и (6.3 · 10³ \div 7.1 · 10³) К. Различия в величинах электронных температур и электронных плотностей областей свечения ионов O III и S II свидетельствуют о стратификации слоев в зоне формирования узких запрещенных линий.

Сравнение полученных значений *n*. и *T*. (по линиям иона O III) с результатами Дибая и Проника [6] (*n*. = $5 \cdot 10^6$ см⁻³, *T*. = 14000 K), Филлипса [12] *T*. ~ 10^4 K, *n*. ~ $10^4 + 10^6$ см⁻³) и Мартина [10] (*n*. = = $3.3 \cdot 10^6$ см⁻³, *T*. = 12600 K) показало их удовлетворительное согласие. Величины *n*. и *T*., вычисленные из отношений относительных интенсивностей линий [S II] в работах Остерброка [11] (*n*. ~ 10^3 см⁻³) и Мартина [10] (*n*. = $7 \cdot 10^3$ см⁻³, *T*. = 14000 K), согласуются с нашими результатами несколько хуже.

Светимость ядра галактики в небулярных линиях [O III] вычислялась аналогично L_{H_3} , полученная величина приведена в табл. 2. Сравнение величины L [O III] = $7.5 \cdot 10^{41}$ эрг/с с результатами Лоуренса и Элвиса [32] и Пенстона, Фосбури, Боксенберга и др. [33] показало их хорошее согласие. Светимость единицы объема излучающего газа зоны формирования узких запрещенных линий определялась согласно [27] в предположении нормального химического состава и равенства относительного содержания ионов O III и нейтрального жислорода. Полученное значение $E(O III) = 0.6 \cdot 10^{-11}$ врг/см³ с использовалось для вычисления эффективного объема излучающего газа v_{eff} , его массы \mathfrak{M} и кинетической энергии E_k . Скорость движения газов определялась по FWHM [O III] λ 5007 A, исправленной за инструментальный контур. Характерный размср R вычислен с учетом фактора объемного заполнения. Полученные результаты приведены в табл. 2. Сравнение величины характерного размера R в $\Lambda^{1}LR$ показало хорошее согласие с данными работ [27, 29, 34]. В определениях массы газа наблюдается довольно большой разброс. По данным Дибая и Проника [6] она равна 60 \mathfrak{M}_{\odot} , Дибая и Цветанова [27] — 350 \mathfrak{M}_{\odot} , Теребиж [34] оценил интервал значений массы зоны NLR 10²—10⁵ \mathfrak{M}_{\odot} .

5. Заключение. По линейчатому спектру ядра сейфертовской галактики NGC 7469 определены эквивалентные ширины, наблюденные и исправленные за покраснение относительные интенсивности, ширины FWZI и FWHM вмиссионных линий и бленд.

Для зон образования широких разрешенных и узких запрещенных линий определены светимости, өффективный объем, характерный размер, масса и кинетическая энергия излучающего газа.

В заключение благодарю сотрудников САО АН СССР А. Н. Буренкова и Н. Ф. Войханскую за помощь во время наблюдений, А. С. Зенцову (ФТИ им. А. Ф. Иоффе), М. А. Погодина, Ю. А. Наговицина за обсуждение, полезные советы и критические замечания при выполнении работы.

Главная астрономическая обсерватория АН СССР

SPECTROPHOTOMETRY OF THE NUCLEUS OF SEYFERT GALAXY NGC 7469

G. D. POLYAKOVA

The spectrophotometric results of observations of the nucleus of Seyfert Galaxy NGC 7469 are given. Physical properties are presented for the regions of formation of broad permitted lines and narrow forbidden lines.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. de Vancouleurs, A. de Vancouleurs, H. G. Corwin, Jr., Second Reference Catalogue of Bright Galaxies, Univ. Texas Press, Austin, 1976.
- 2. P. Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala, 1973.
- 3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Г. Иванишевич, Сообщ. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штериберга, № 189, 3, 1974.

- 4. E. M. Burbidge. G. J. R. Burbidge, K. H. Prendergast, Astrophys. J., 137, 1022, 1963.
- 5. K. Segfert. Astrophys. J., 97, 28, 1943.
- 6. Э. А. Дибай, В. И. Проник, Астрон. ж., 44, 952, 1967.
- 7. K. S. Anderson, Astrophys. J., 162, 743, 1970.
- 8. E. J. Wampler, Astrophys. J., 164, 1, 1971.
- 9. И. И. Проник, Астрон. ж., 52, 481, 1975.
- 10. W. L. Martin. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 168, 109, 1974.
- 11. D. Osterbrock, Astrophys. J., 215, 733, 1977.
- 12. M. M. Phillips, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 187, 1978.
- B. M. Peterson, C. B. Foltz, P. L. Byard, M. Wagner, Astrophys. J. Suppl.. Ser., 49, 469, 1982.
- 14. B. A. Westin, Astron. and Astrophys., 151, 137, 1985.
- E. van Groningen. Broad line Regions in Seyfert-I Galaxies, Sternewacht Leiden, 1984.
- 16. A. G. de Brayn, Highlights of Astronomy, 5, 631, 1980.
- 17. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 5, 19, 1983.
- 18. А. В. Харитонов, В. М. Терещенко, Л. Н. Князева, Сводный фотометрический каталог ввезд, Изд. Наука, Каз.ССР, Алма-Ата, 1978.
- 19. E. J. Wampler, Astrophys. J., 154, L53, 1968.
- 20. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, Astrophys. J., 203, 581, 1976.
- 21. M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, Astrophys. J., 193, 327, 1974.
- 22. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Теребиж, Астрофизика, 19, 5, 1983.
- 23. Т. А. Карташева, Н. Н. Чунакова, Изв. Спец. астрофиз. обсерв. АН СССР, № 10,. 44, 1978.
- 24. G. E. Kron, H. H. Guetter, Astron. J., 81, 817, 1976.
- 25. M. P. Fitzgerald, Astron. and Astrophys., 4, 234, 1970.
- 26. J. E. Steiner, Astrophys. J., 250, 469, 1981.
- 27. Э. А. Дибай, З. И. Цветанов, Астрон. ж., 57, 1143, 1980.
- 28. D. Osterbrock, Astron. J., 84, 901, 1979.
- 29. Э. А. Дибай, Письма в Астрон. ж., 7, 451, 1981.
- 30. Э. А. Дибай, Астрон. ж., 61, 417, 1984.
- 31. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников, В. И. Проник, Ивв. Крым. эстрофия. обсерв., 39, 147, 1969.
- 32. A. Lawrence, M. Elvis, Astrophys. J., 256, 410, 1982.
- M. V. Penston, R. A. E. Fosbury. A. Boksenberg, M. J. Ward, A. S. Wilson, Mon. Notic. Roy Astron. Soc., 208, 347, 1984.
- 34. В. Ю. Теребиж, Астрон. ж., 58, 437, 1981.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.6—355

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. VI

Б. Е. МАРКАРЯН, Л. К. ЕРАСТОВА, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, Дж. А. СТЕПАНЯН, А. И. ШАПОВАЛОВА Поступила 11 февраля 1987 Принята к печатя 15 октября 1987

Приводятся результаты спектральных наблюдений 93 галактик с УФ-континуумом, выполненных на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. В спектрах 56 из них обнаружены эмиссионные линии. Определены красные смещеиня и светимости всех галактик. Две галактики — Марк 661 и 840 отнессыы к сейфертовскому типу, у Марк 287 сейфертовские особенности заподозрены.

Спектральные наблюдения галактик с ультрафиолетовым (УФ) континуумом ранее проводились на телескопах малых и умеренных размеров с помощью различных светоприемников. При этом у 20—25% галактик с УФ-континуумом не было обнаружено линий из-за невысокого отношения сигнал/шум. Поскольку обнаружение линий в большой степени зависит от качества спектра и углового разрешения вдоль щели, мы начали снимать опектры таких объектов на 6-м телескопе САО АН СССР.

Настоящий наблюдательный материал получен в течение 1977—1985 гг. в прямом фокусе БТА со спектрографом UAGS в сочетании с ЭОП типов УМ-92 и УМК-91В. Нерасширенные спектры объектов получались обычно на фотопленках А-500Н и А-600Н с дисперсией 90—100 А/мм и спектральным разрешением 5—8 А.

Данная статья, являющаяся шестой в этой серин [1—2], содержит результаты изучения 93 галактик с УФ-континуумом.

Сведения об изученных галактиках приведены в табл. 1 и последующих описаниях.

В табл. 1 представлены: 1—номер галактики по [3-5]; 2--фотографическая звездная величина по [6], в круглых скобках согласно [3-5]; 3 — красное смещение, исправленное за галактическое вращение, $\Theta_0 = 300$ км/с; 4 — абсолютная фотографическая величина, исправленная за межэвездное поглощение в Галактике:

 $\Delta m_{pg} = 0.24 \operatorname{cosec} | b^{11} |$ при $H = 75 \operatorname{кm/c}$ Мпк, 5 — тип галактики по [3—5].

100 Berlin (1996)				Таблица Т
№ по [3—5]	mpg	I O	Mpg	Тип по [3—5]
1	2	3	4	5
58	15."1	0.0180	-19.4	s2
63	(17.0)	0.0580	(20.1)	d1
70	(16.0)	0.0168	(-18.4)	d2e:
208	(16.5)	0.0249	(-18.7)	ds3
218	15.5	0.0286	20.0	d3 ·
274	(17.5)	0.0322	(-18.3)	sd2e:
287	15.3	0.0381	-21.0	s2 ·
295	• (16.0)	0.0383	(-20.3)	d2e:
301	(17.5)	0.0363	(-18.6)	dle:
305	(17.0)	0.0192	(-17.9)	ds2e:
310	15.5	0.0331	-20.5	d3
443	(16.5)	0.0448	(-20.0)	ds2
445	15.7	0.0168	-18.7	sd2e:
466	14.6	0.0123	-19.1	sd3
476	.14.6	0.0196	-20.1	d2
483	(17.0)	0.0485	(-19.7)	d2e
491	14.4	0.0411	-22.0	d3e
498	15.8	0.0199	-19.0	s3
508	(16.0)	0.0285	(-19.8)	ds3e
517	14.8	0.0280	-20.8	ds3e:
519	15.5	0.0183	-19.2	d3
521	15.4	0.0333	-20.6	d3e
561	15.0	0.0184	-19.7	sd3
594	(16.0)	0.0337	(20.0)	d3
655	15.6	0.0246	-19.6	ds3er .
656	13.7	0.0214	-21.2	ds2e:
658	(16.0)	0.0730	(-21.6)	sd3
660	(16.5)	0.0439	(-20.0)	s 3
661	(15.7)	0.0354	(-20.3)	d3
664	15.5	0.0603	21.7	ds2e:
672	14.7	0.0266	-20.7	ds3
675	(16.5)	0.0105	(-16.9)	d2
676	(16.0)	0.0565	(-21.0)	d2e:
678	15.6	0.0185	-19.0	ds3
683	15.3	0.0181	19.2	d3
692	(17.0)	0.0477	(-19.7)	sd3
693	14.8	0.0149	-19.4	sd2e
		The second second		

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК С УФ-КОНТИНУУМОМ. VI

		- 1	αθλυμα / (π	родолжение)
1	2	3	4	. 5
697	(16. 5)	0.0254	(-18 ^m 9)	d3
698	(16.5)	0.0557	(20.6)	d3
736	13.0	0.0083	-19.8	sd3e
740	(16.5)	0.0823	(-21.3)	sd3e
751	(16.5)	0.0202	(d3e:
754	15.2	0.0198	-19.6	ds3
763	(16.0)	0.0634	(-21.3)	s3e:
764	15.2	0.0653	-22.1	ds3e
774	15.7	0.0301	-19.9	ds3
782	(16.0)	0.0304	(—19.7)	ds3e:
784	15.3	0.0091	-17.7	sd3
790	(16.5)	0.0230	(—18.6)	d3e:
792	(17.0)	0.0672	(-20.4)	sd2
795	(16.5)	0.0300	(-19.1)	ds3
797	15.4	0.0203	-19.4	d2
805	15.6	0.0170	-18.8	s3o:
807	(16.5)	0.0721	(-21.1)	sd2e
811	(16.5)	0.0717	(21.1)	ds }
812	(15.0)	0.0110	(d3e:
818	(16.0)	0.0275	(-19.5)	ds3
819	(16.5)	0.0650	(20.8)	d2
821	(16.0)	0.0320	(—19.8)	ds3e:
\$25	(15.0)	0.0135	(-18.9)	ds3
826	(15.0)	0.0028	(—15.5)	ds3
831	(16.0)	0.0322	(19.8)	d3e:
835	(16.5)	0.0327	(19.4)	sd3e:
836	(15.5)	0.0397	(-20.8)	d3e:
838	(15.3)	0.0264	-20.1	ds3e
840	(16.0)	0.1181	(-22.7)	s2
843	(15.5)	0.0310	(-20.3)	d2e:
844	(16.5)	0.0396	(-19.8)	d2
855	15.5	0.0357	-20.6	s3
-857	(17.0)	0.0289	(-18.6)	ds2e:
858	(15.5)	0.0318	(-20.3)	sd3e
859	(15.5)	0.0385	(-20.7)	d3e:
862	15.3	0.0342	-20.7	ds3
-866	15.0	0.0349	-21.1	s2
869	15.2	0.0190	-19.6	d3

_			Таблица 1 (окончание)	
1	2	3	4	5
870	(16.0)	0.0170	(-18 5)	sd3e:
872	(15.5)	0.0346	(-20.5)	ds3e:
875	15.7	0.0464	-21.0	ds3e:
878	15.4	0.0330	-20.5	d3e:
889	(15.5)	0.0318	(-20.4)	d2
882	(16.0)	0.0353	(-20.1)	d3
884	(15.0)	0.0174	(-19.6)	sd2e
886	15.5	0.0097	-17.8	ds2e:
887	15.1	0.0313	-20:7	s3
888	15.4	0.0233	-19.8	s3e:
889	15.0	0.0114	-18.7	d3e
891	16.1	0.0510	-20.8	sd2e
892	15.7	0.0123	-18.2	d3
893	(16.5)	0.0204	(-18.5)	ds2
894	' (16.5)	0.0154	(-17.9)	ds2e
			•	•

Описание спектров

- 58 В спектре наблюдаются эмиссионные линии H_x, [N II] λ 6583 и [S II] λλ 6716/31 с отношением интенсивностей H_α/[N II] ~2 и [N II]/[S II] λ 6716 ~2. Ранее [7] эмиссионные линии не были обнаружены.
- 63 В синей области спектра наблюдаются в эмиссии N₁, H_ρ, H_τ и [O II] λ 3727. Отношение [O III]/H_ρ ≤ 1; H_ρ сравнима с [O II] λ 3727. Слабые линии Ca II H и K в поглощении.
- 70 В спектре, полученном в синей области, наблюдаются сравнимые по интенсивности, протяженные эмиссионные линии N₁ и H_β, а также N₂ и H₇. В работе [7] сообщалось об отсутствии линий в спектре данного объекта.
- 208 Наблюдаются умеренной интенсивности эмиссионные линии N₁ и H_β с отношением N₁/H_β ~ 0.5 и слабая [O II] λ 3727. На телескопе умеренного размера [8] в синей области спектра эмиссий не наблюдалось.
- 218 В спектре, полученном в синей области, присутствуют абсорбционные линии Н и К Са II и G-полоса.
- 274 Присутствуют сильные эмиссионные линии H_{α} и N_1 , а также H_3 и [N II]). 6583. Отношение $N_1/H_{\beta} \sim 4$, $H_{\alpha}/[N II] \lambda$ 6583 ~ 3 .
- 287 В красной области спектра наблюдаются На и [NII] λ 6583.

Отношение H_a [N ll] ~ 1. Возможно, H. уширена. Не исключено, что галактика сейфертовского типа. В синей области спектра на телескопе умеренного размера [8] эмиссионных линий не найдено.

- 295 Наблюдаются эмиссионные линии H_a, H_β и [N II] λ 6583. Отношение H_a [N II] ~ 1.5; H_z, H_β асимметричные, с протяженным красным крылом. Согласно работе [8] эмиссионных линий необнаружено в синем диапазоне спектра.
- 301 В спектре присутствуют эмиссионные линии Н₂ и диффузная [N ll] λ 6583. Отношение H₂ [N ll] ≥ 2.
- 305 В синей области спектра в поглощении наблюдаются: широкая H₁, слабые H₂, G-полоса, линии H и K Ca II.
- 310 В синей области спектра наблюдаются абсорбционные линии Н и К Са II. Ранее [9] на небольшом телескопе наблюдались красная и синяя области спектра. Никаких линий не было найдено.
- 443 В поглощении наблюдаются: Mglb, G-полоса, Н и К Са II.
- 445 Ранее [10] в красной области спектра эмиссионных линий не было обнаружено. Нами наблюдалась синяя область спектра, где присутствуют абсорбционные линии Mglb, G-полоса, линии Н и К Са II.
- 466 В [10] сообщалось об отсутствии в красной области спектра каких-либо эмиссионных линий. В синей части опектра нами наблюдались следующие линии поглощения: NaI «D», линии бальмеровской серии Н₁, Н₆, Н₈, G-полоса и сильные Н и К Са II.
- 476 В поглощении наблюдаются очень широкая G-полоса и H и K Ca II.
- 483 В спектре, полученном в красной области, наблюдается эмиссионная линия H_α. Линии [N II] λ 6583 и [S II] λλ 67 16/31 — намечаются. Отношение H_α/[N II] > 3, [N II]/[S II] λ 6716 ~ 1.5.
- 491 Наблюдаются сильные Н и К Са II, G-полоса намечается. В работе [11] значение красного смещения ошибочно.
- 498 В поглощении наблюдаются слабая G-полоса и H и K Ca II.
- 508 Согласно работе [12] в спектральном диапазоне λλ 4500—7000 А вмиссионных линий не было найдено. На наших спектрах в синей области наблюдаются только линии поглощения — слабая малоконтрастная Н_δ, G-полоса и H и K Ca II.
- 517 Нами наблюдались абсорбционные линии Η_γ, G-полоса и Η и К Са II. В спектральном диапазоне λλ 4500—7000 А на телескопе умеренного размера [12] линий не наблюдалось. По [16] красное смещение превосходит наше значение на 0.0012.
- 519 В работе [12] было отмечено отсутствие вмиссионных линий в опектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 4500—7000 А. В синей области спектранами наблюдались линии Н и К Са II и. С. полоса в поглощении.

- 521 Присутствуют сильные абсорбционные линии Са II Н и К и G-полоса. Прежнее значение красного смещения [12] ошибочно.
- 561 В синей части спектра обнаружены абсорбционные линни Н и К Са II, G-полоса и очень слабая Нв. Ранее [12] наблюдался спектральный диапазон λλ 4500—7000. Сосбщалось об отсутствии в нем эмиссионных линий.
- 594 Наблюдаются G-полоса, H и K Ca II, H₆ намечается в поглощении. Согласно [12] объект не имеет эмиссионных линий в спектре.
- 655 В синей области спектра в поглощении наблюдаются Mglb, G-полоса, линии Н и К Са II. Ранее [13] на небольшом телескопе изучалась красная область спектра и сообщалось об отсутствии эмиссионных линий.
- 656 Нами наблюдались G-полоса и линии H и K Ca II в поглощении. Эмиссий не наблюдалось. В красной части спектра [13] эмиссионные линии также не найдены.
- 658 В спектре присутствуют в абсорбции С-полоса и Н и К Са II. Эмиссионных линий нет. По [13] эмиссионные линии ис наблюдаются и в красной области спектра.
- 660 Наблюдаются крайне слабые Н и К Са II. Красное смещение неуверенное.
- 661 Наблюдаются эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583. H_α /[N II] ~ 1, присутствуют также линии [S II] λλ 6716/31. По виду спектра объект можно отнести к типу Sy 1.9—2 [14].
- 664 Наблюдаются крайне слабые Н и К Са II и G-полоса в поглощении.
- 672 В потлощении наблюдаются бальмеровские линии H₁, H₈, G-полоса, H и K Ca II.
- 675 Наблюдаются абсорбционные линии MgIb, G-полоса и Ни К Са II.
- 676 В синей области спектра видны эмиссионные линии H_β, H_γ и сильные [O III] λλ 5007—4959. Отношение [O III] λ 5007/H_β ~ 3.
- 678 Сильные Н и К Са II и G-полоса наблюдаются в поглощении.
- 683 Линии Н и К Са II и С-полоса в абсорбции.
- 692 Наблюдаются крайне слабые Н и К Са II. Красное смещение неуверенное.
- 693 Эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583 примерно одинаковой интенсивности наблюдаются в красной области щелевого спектра. Красное смещение, приведенное в работе [13], ошибочно.
- 697 Присутствуют слабые протяженные вмиссионные линии H_β и [O II] λ 3727. Отношение H_β / [O II] λ 3727 ≥ 1.
- 698 Наблюдаются эмиссионные линии Н_α и [N II] λ 6583. Отношение H_α/[N II] ~ 2.

- 736 В синей области спектра наблюдаются слабые линии Н и К Са II в поглощении. Ранее [15] наблюдалась красная часть спектра, где линий не было найдено.
- 740 Наблюдается слабая G-полоса и широкие слабые H и K Ca II в синей части спектра. В красном диапазоне спектра ранее [15] ни эмиссионных, ни абсорбционных линий не обнаружено.
- 751 В красной области опектра наблюдаются слабые эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583.
- 754 В спектре наблюдаются слабые изотнутые эмиссионные линии H₂ и [N II] λ 6583. Отношение H_α/[N II] ~ 2—3. По [15] эмиссионных линий не обнаружено в красной области спектра.
- 763 Диффузная H_a и слабая [N II] λ 6583 в эмиссии. Отношение H_a/[N II] ~ 2—3.
- 764 В синей области спектра наблюдаются эмиссионные линин [O III] λ 5007 и Н_в. Отношение N₁/H_в~3.
- 774 Наблюдается эмиссионная линия умеренной интенсивности H_β и слабые [O III] λ 5007 и [O II] λ 3727. Отношение N₁/H_β~0.5. В поглощении намечаются H и K Ca II. Наше значение красного смещения на 0.0005 превосходит приведенное в [16].
- 782 В щелевом спектре наблюдается умеренной интенсивности эмиссионная H_α и слабые [N II] λ 6583 и [S II] λλ 6716/31. Наблюдаются также сильные [O III] λ 5007 и H_β. Отношение H_α/[N II]≥4. Отношение [O III] λ 5007/H_β > 3.
- 784 В эмиссии наблюдаются: Н_а, [N II] λ 6583 и [S II] λλ 6716/31. Отношение интенсивностей H_a/[N II] ~2, [N II]/[S II] 6716 ~3.
- 790 В красной области спектра наблюдаются эмиссионные линии Н_α и [N II] λ 6583 с отношением интенсивностей ~2.
- 792 В спектре видны H_{α} , [N II] λ 6583, а также H_{β} . Отношение $H_{\alpha}/[N II] \gtrsim 3$.
- 795 Присутствуют эмиссионные линии H_{α} , [N II] λ 6583, N₁. Отношение $H_{\alpha}/[N II] \sim 2-3$.
- 797 В спектре наблюдаются эмиссионные линии: сильная H_α. [N II] λλ 6583/6548, [S II] λλ 6716/31, а также линии [O III] λλ 5007/4959 и H_β. Отношение H_α/[N II] λ 6583 ~ 2—3, [O III] λ 5007/H_β~1, [N II] λ 6583/[S II] λ 6716 ~ 2.
- 805 Видны умеренной интенсивности H_α и слабая [N II] λ 6583 в эмиссии.
- 807 Красное смещение определено по единственной абсорбционной G-полосе.
- 811 В красной области спектра наблюдается одна эмиссионная линия Н_a.
- 3-21

- 812 В спектре наблюдаются эмиссионные линии: H_τ, [N II] λ 6583_л. [S II] λλ 6716/31. Отношение H_±/[N II]~3-4, [N II] [S II] λ 6716~ ~1.5.
- 818 Присутствуют эмиссионные линии H₂, [N II] λ 6583 и [S II][•]). 6716 31. Отношение H₂ [N II] ~ 2, [N II] [S II] λ 6716 ~ 1.5.
- 819 В синей части спектра наблюдаются слабые Н и К Call и очень неуверенная G-полоса.
- 821 Красное смещение определено по очень слабым линиям Н и К Call.
- 825 Наблюдаются эмиссионные линии Н. и [N II] 1. 6548 83. Отношение H./[N II] 1. 6583 ~ 1.5.
- 826 Видны умеренной интенсивности Н_α и слабая [N II] λ 6583 в вмиссии. Отношение H_α [N II] λ 6583 ~ 2.5.
- 831 В эмиссии наблюдаются H₂ и [N ll]). 6583. Отношение H_a/ /[N ll] ~ 2.
- 835 Красное смещение определено по вмиссионной лишии умеренной интенсивности Н₄.
- 826 В красной области спектра наблюдаются эмиссионные линии
 H. и [N II] λ 6583 примерно одинаковой интенсивности.
- 838 Наблюдаются очень слабые эмиссионные линии H₂ и [N II]. λ 6583.
- 840 Наблюдаются широкая эмиссионная линия Н_{*}, сильные [O III].
 λλ 5007—4959, а также H_{*}, [N II], [S II])λ 6716/31, He II λ 4686.
 Линии H₃ и He II асимметричны. Сейфертовская галактика.
 промежуточного типа [14].
- 843 В синей области спектра видны в эмиссии [O III] λ 5007, [O II]. λ 3727 и линия К Са II в поглощении.
- 844 Сильная H_α и [N II] λ 6583 в вмиссии видны в красной части спектра. Отношение H_α/[N II] ~ 3.
- 855 Наблюдаются широкие и малоконтрастные линии Н и К Са II и. очень слабая G-полоса в абсорбции.
- 857 В спектре, полученном в красной области, наблюдаются умеренной интенсивности H_α и еле заметная [N II] λ 6583. Линии [S II]. λλ 6716/31 — намечаются. Отношение H_α /[N II] ~ 4.
- 858 Присутствуют узкие и изогнутые вмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583. В поглощении наблюдается линия NaI «D». Отношение H_α /[N II] ~ 1.
- 859 Наблюдаются наклонные эмиссионные линии H_α, [N II] λ 6583и [S II] λλ 6716/31. H_α/[N II] ~ 2.
- 862 Присутствуют широкие малоконтрастные слабые линии Н и К Са II..

- 866 В спектре наблюдаются линии поглощения бальмеровской серин Нг, Нв, Н9, Н10, и Н и К Са II.
- 869 В спектре присутствуют протяженные эмиссионные линии H_a и [N II] λ 6583. H_a [N II] \sim 2.5.
- 870 Видны наклонные эмиссионные линии H_{α} и [N II] λ 6583. $H_{\alpha}/[N II] \sim 3-4.$
- 872 В щелевом спектре наблюдаются слегка наклонные эмиссионные линии H_α, [N II] 1λ 6548/83, H_β. Наблюдается также очень слабая линия N al "D" в поглощении. Отношение H_α/[N II] λ 6583 ~ 2.
- 875 Наблюдаются эмиссионные линии Н_α и [N II] λ 6583. Отношение H_α/[N II] ~ 3.
- 878 Наблюдаются умеренной интенсивности Н₂ и слабая [N II] λ 6583, в эмиссии. Отношение H₂/[N II] ~ 3.
- 880 В красной части спектра наблюдаются наклонные эмиссионные линии H_α и [N ll] λ 6583, а также [S ll] λλ 6716/31. Отношение H_α/[N ll]~2.
- 882 В спектре присутствуют наклонные Н_α и [N II] λ 6583. Видна также линия [S II] λ 6731. Отношение H_α/[N II] ~2-3.
- 884 Присутствуют эмиссионные линии: H_{α} , [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6716/31, а также сильные линии [O III]. Отношение H_{α} /[N II] \gtrsim 4, [N II]/[S II] λ 6716 \sim 1.
- 886 В эмиссии: Н_а, слабая [N II] λ 6583 и [S II] λλ 6716/31. Отношение H_α/[N II] ~ 4.
- 887 В синей области спектра наблюдаются умеренной интенсивности линии Н и К Са II в поглощении.
- 888 В красной части спектра наблюдаются наклонные H₂, [N II] λ 6583 и [S II] λλ 6716/31 в эмиссии. Отношение H_α/[N II] ~ 2.
- 889 -- Наблюдаются эмиссионные линии H_α и [N II] λ 6583. Отношение H_α/[N II] ~ 4.
- 891 Сильная Н_в и [N II]). 6583 в эмиссии. Отношение H_a/[N II] ~ 4.
- 892 В спектре присутствуют Н_α и очень слабая [N II] λ 6583 в эмиссии. Отношение H_α/[N II] ~ 4.
- 893 В спектре, полученном в красной области, наблюдаются очень сильная H_α и слабая [N II] λ 6583 в эмиссии. Отношение H_α/[N II] ~4.
- 894 Видны эмиссионные линии H_a, [N II] λ 6583 и [S II] $\lambda\lambda$ 6716/31, He I λ 5876, а также [O III] $\lambda\lambda$ 5007/4959 и H₃. Линии слегка наклонны. Отношение H_a/[N II] ~ 3, [N II]/[S II] λ 6716 ~ 2, [O III] λ 5007/H_β ~ 3.

Как следует из описаний спектров, у 56 галактик были обнаружены эмиссионные линии, в спектрах остальных объектов наблюдаются только линии поглощения. Две галактики — Марк 661 и 840 отнесены к сейфертовскому типу. У галактики Марк 287 заподозрены сейфертовские особенности. На центральные части трех галактик — Марк 327, 791 и 1265 проектируются звезды, в их спектрах наблюдаются несмещенные (z = 0) линии поглощения Н и K Ca II.

Бюраканская астрофизическая обсерватория Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

SPECTRA OF GALAXIES WITH UV-CONTINUUM. VI

B. E. MARKARIAN , L. K. ERASTOVA, V. A. LIPOVETSKY, J. A. STEPANIAN, A. I. SHAPOVALOVA

The results of spectral observations of 93 galaxies with UV continuum on 6-meter telescope are presented. The presence of emission lines in the spectra of 56 of them has been established. The redshifts and luminosities of all galaxies have been determined. Definite Seyfert properties have been detected in two galaxies—Mark 661 and 840. The galaxy Mark 287 is suspected to have Seyfert properties.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 16, 5, 609, 1980; 19, 221, 1983; 21, 419, 1984.
- 2. Б. Е. Маркарян, Л. К. Ерастова, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, А. И. Шаповалова, Астрофизика, 22, 215, 1985.
- 3. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 5, 443, 581, 1969.
- 4. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972;
 9, 487, 1973; 10, 307, 1974; 12, 389, 657, 1976.
- 5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, Дж. А. Степанян, Астрофизика, 13, 225, 397, 1977; 15, 363, 549, 1979; 17, 619, 1981.
- 6. F. Zwicky et al., Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies, v. I-VI Pasadena, California, Institute of Technology, 1961-1968.
- 7. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 5, 113, 1969.
- 8. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 7, 177, 1971.
- 9. Э. К. Денисюк, Астрон. циркуляр, № 759, 1973.
- 10. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 9, 325, 1973.
- 11. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизника, 9, 319, 1973.
- 12. И. М. Копылов, В. А. Лаповецкий, В. И. Проник, К. К. Чуваев, Астрофизика, 12, 189, 1976.

- 13. Э. Е. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев, Астрофизика, 12, 665, 1976.
- 14. Б. Е. Маркарян, Дж. А. Степанян, В. А. Липовецкий, А. И. Шаповалова, Астрон. инркуляр, № 1428, 7, 1986.
- 15. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, Астрофизика, 19, 229, 1983.
- 16. W. C. Keel, Private communication, 1985.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК 524.6—355.520.84

СПЕКТРАЛЬНОЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ. VII

М. А. КАЗАРЯН, Э. С. КАЗАРЯН Поступила 14 июля 1988 Принята к печати 20 октября 1987

Приводятся результаты спектрального и морфологического исследования галактик № 95, 139 и 460 из списков [1—3]. Опредслены массы газовых составляющих сгущений I галактики № 95, I. II, III и IV галактики № 460. Установлено, что галактики № 139 и 460 составляют тесную физическую пару.

1. Введение. В настоящей работе изучаются три галактики с УФ-избытком, которые в списках [1—3] имеют порядковые номера № 95, 139 и 460. В табл. 1 приведены данные спектральных наблюдений этих галактик, выполненных на 6-м телескопе САО АН СССР.

Таблица 1

No Franktern	Дата наблюдения	Приемник излучения	Экспозиция в (мин)	Спектральный интервал (в А)
95	27.06.1984	ЭОП УМК-91В	5	4470-7500
			20	and the second
		н	25	35506400
.139	28.05.1982	сканер	10	5680-7130
			10	
	29.05.1982	н	10	4320-5750
			10	
			10	3350-4780
			10	
460	29.06.1984	ЭОП УМК- 91В	20	4470-7500
100			20	**
	-	-	20	3550-6400
	1		20	

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

При получении спектров втих галактик был использован спектрограф UAGS. Ширина щели спектрографа во всех случаях была примерно 1."2. Спектры талактик № 95 и 460 получены на пленках Kodak 103а-О.

Калибровка спектров галактик № 95 и 460 производилась с помощью ступенчатого ослабителя САО АН СССР. В качестве звезды сравнения для галактик № 95 и 460 выбиралась Feige-92. Ее спектры также были получены на 6-м телескопе, в тех же условиях, что и спектры галактик. Спектры галактик, звезды сравнения и ступенчатого ослабителя проявлялись вместе.

В качестве звезды сравнения для галактики № 139 была выбрана Корf-27, сканы которой получались в.тех же условиях, что и сканы галактик.

Распределение энертии нопрерывного спектра звезд Feige-92 и Kopf-27 приведено в работе [4].

Записи спектров галактик № 95 и 460 производились на микрофотометре PDS Бюраканской обсерватории, красные смещения линий, наблюдавшихся в спектрах втих галактик, измерялись на микрометре УИМ-21 кафедры астрофизики Ереванского государственното университета.

Прямой снимок галактики № 95 получен на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории на пластинке ORWO (Zu-2) с экспозицией 20 мин, а № 139 и 460 на 6-м телескопе САО АН СССР на пластинке Kodak 103а-О, с экспозицией 5 мин.

2. Морфологическое описание. Галактика № 95 ирретулярная, богата сгущениями, 7 эвездообразных сгущений составляют цепочку, причем 5 изних находятся на одной линии, а 2 немного отклоняются от прямой линии к юго-западу. Расстояния между ними приблизительно одинаковы, они меняются от 6" до 9". Самое яркое сгущение имеет диаметр 3". Галактика № 139 сферическая, диаметром 6". Вокрут нее наблюдается слабое гало. Галактика № 460=NGC 6381, спиральная, от ее центральной области отходят три рукава, на которых находится много сгущений разной яркости.

На рис. 1 приведены репродукции фотографий өтих галактик.

3. Описание спектров. На репродукции фотографий галактик № 95 и 460 стрелками отмечены направления щели спектрографа (рис. 1). При получении спектров талактики № 139 щель спектрографа проходила через ее центральную яркую часть.

На рис. 2 приведена репродукция одного из спектров галактики № 95. На ней отмечен спектр I сущения. Кроме него в щель спектрографа попали два вмиссионных объекта, которые, по всей вероятности, принадлежат диффузной части галактики. Самый яркий спектр без заметных линий, по-видимому, принадлежит звезде. На этом же рисунке приведена репродукция одного из спектров галактики № 460. На нем отмечены спектры.


Рис. 1. Репродукции фотографий галактик № 95 (слева), 139 и 460. Север сверху, восток слева. Масштаб 1 мм ≈ 2". Некоторые сгущения, наблюдавшиеся в галактиках № 95 и 460, пронумерованы. На рясунке отмечены стрелками направления щели спектрографа. В случае галактики № 460 щель имела два направления, «а» и «b».



Рис. 2. Репродукции спектров галактик № 95 и 460. Спектр галактики № 460 получен при направлении щели «b».

К ст. М. А. Казаряна, Э. С. Казарян

сгущений I, II и III. Кроме спектров этих трех сгущений получены также спектры центральной части и IV сгущения галактики № 460.

В спектрах сгущения I галактики № 95 и сгущений I—IV галактики № 460 наблюдаются только эмиссионные линии. Они приводятся в табл. 2 и 3. В этой таблице приводятся также эмиссионные линии, наблюдавшиеся в спектрах галактики № 139. В ее спектре кроме этих линий наблюдаются также линии поглощения H₁, H₂, H₂ и Call № 3968, 3934.

20 .		SKDPIDA	ALHIND		пы лин.	nn					
1000		12/λ (A)									
Ион	2.0	N≈ 95	16 120	№ 460							
		I	148 139	I	II	ш	IV IV				
[S II]	6731	14.0	6.2	18.9	10.5	21.6	14.0				
[S II]	6717	19.5	10.9	26.4	13.1	23.5	18.1				
[N II]	6584	10.1	9.5	29.2	18.6	18.7	25.9				
Н₀ [N II]	6563 6548	} 87.8	} 43.5	110.6 110.5	} 92.6	89.5	}130.3				
Hel	5876	A		7.9	8.0		6.4				
[0 11]	5007	59.1	9.6	90.1	32.3	20.7	75.7				
[0 11]	4959	22.0	3.5	27.5	12.1	6.7	26.1				
Ha	4861	18.6	10.7	35.6	18.8	11.9	. 29.8.				
Hell	4686		1.1	1.4	1	1					
HeI	4471			1.8	3.4						
H ₇	4340	9.7	12 1	12.1	12.3	4.3	12.1				
Ha	4102	6.3		8.7	6.8		7.9,				
HeI	4026				4.3						
He	3970			6.5	4.9		3.3				
H ₈	3889			6.0	3.6	1 2 3	3.2				
[NeIII]	3869		110	6.8	10.0		7.6				
H ₉	3835			4.9		- 1 300	1				
H ₁₀	3798	0		3.3		-					
[OII]	3727	56.2	30.0	43.8	73.0	27.2	33.4				
		_	1								

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ

В спектрах центральной части галактики № 460 наблюдаются эмиссионные линии [N II] λλ 6584, 6548, Н_α, [O III] λ 5007, Н_β, причем [O III] λ 5007 едва заметна.

Радиальная скорость сгущения I талактики № 460 отличается от радиальной скорости других сгущений и центральной части галактики на величину 150±30 км/с.

Таблица 2

Красные смещения галактик № 95, 139 и 460 равны 0.0041, 0.0108 и *0.0111 соответственно.

4. Эквивалентные ширины и относительные интенсивности эмиссионных линий. Электронные плотности и массы газовых составляющих. В табл. 2 приведены эквивалентные ширины линий наблюдавшихся в спектрах сгущения I галактики № 95, сгущений I—IV галактики № 460 и компактной яркой части галактики № 139.

	100	- F	D./	DA/IH9						
λο	No 95	NG 120	№ 460							
	I	No 139	I	П	III	IV				
6731	0.87	1.05	0.99	1.19	1.54	0.83				
6717	1.15	1.88	1.32	1.47	1.66	1.06				
€584	0.88	1.34	1.56	2.19	2.01	1.15				
6563 6548	} 7.15	} 6.82	6.01 0.57]] 11.7	9.32	} 5.6				
5876		1	P.27	0.50		0.38				
5007	3.28	1.02	2.44	1.68	1.81	2.72				
4959	1.22	0.36	0.77	0.64	0.58	0.96				
4861	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00				
4686		- 18 M	0.04	1.1.1						
4471			0.05	0.13		100				
4340	0.41		0.29	0.46	0,30	0.33				
4102	0.17	1.	0.19	0.25	-	0.22				
4026				0.13	1923					
3970	-		0.14	0.14	1.2	0.09				
3889			0.11	0.11		0.09				
3869	- 11	1 1	0.11			0.17				
3835		1	0.07	-						
3798			0.05		- 182	11.08				
3727	0.81	2.81	0.65	1.07	1.02	0.75				
	λ ₀ 6731 6717 6584 6563 6548 5876 5007 4959 4861 4686 4471 4340 4102 4026 3970 3889 3869 3835 3798 3727	$\begin{array}{c c} \lambda_0 & \hline Ne \ 95 \\ \hline I \\ \hline \\ 6731 & 0.87 \\ 6717 & 1.15 \\ 6584 & 0.88 \\ 6563 \\ 6548 \\ 5876 \\ 5876 \\ 5876 \\ 5876 \\ 5876 \\ 1.22 \\ 4861 \\ 1.00 \\ 4686 \\ 4471 \\ 4340 \\ 0.41 \\ 4102 \\ 0.17 \\ 4026 \\ 3970 \\ 3889 \\ 3869 \\ 3885 \\ 3798 \\ 3727 \\ 0.81 \\ \end{array}$	$\begin{array}{c c c c c c } \lambda_0 & \hline N & 95 \\ \hline I & N & 139 \\\hline \hline I & 1.05 \\\hline 6717 & 1.15 & 1.88 \\\hline 6584 & 0.88 & 1.34 \\\hline 6563 & 0.88 & 1.34 \\\hline 6564 & 0.88 & 1.34 \\\hline 6563 & 0.88 & 1.34 \\\hline $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $	$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $				

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Таблица З

В табл. 3 приведены относительные интенсивности эмиссионных линий сэтих же объектов. При определении относительных интенсивностей эмиссионных линий этих объектов учитывались спектральные чувствительности использованных систем. Для этой цели использовались спектры звезд сравнения.

На записях спектров сгущений галактик № 95 и 460, а также на сканах галактики № 139 нижние части линий Н₂ и [N II] 6548 сливаются

(кроме сгущения I галактики № 460). Мы нашли целесообразным при вычислениях эквивалентных ширин и относительных интенсивностей этих линий их не разделять. Поэтому в табл. 2 и 3 значения этих величии для отмеченных линий приведены вместе.

Методика обработки спектров этих галактик такая же, как в ранник работах этой серии. В одной из работ серии [5] приводятся средние квадратические ошибки, вычисленные для эквивалентных ширин и относительных интенсивностей линий. При определении этих величин для линий, наблюдавшихся в спектрах этих галактик, допускаемые ошибки примерно будут такого же порядка, каким они были в [5].

Электронные плотности, раднус вффективного объема газовой составляющей данных объектов и массы газовых составляющих сгущения I галактики № 95, I—IV галактики № 460 были определены общепринятыми методами. В частности, они описываются в работах [5, 6]. Электронные плотности газовых составляющих этих объектов опоеделялись при помощи отношений интенсивностей эмиссионных линий [S II] 12 6717 и 6731, R = 10717 / 10731.

Эти результаты призедены в табл. 4.

№ галактики	R	Пе (в см-3)	r _{eff} (в пк)	Щ (в Ж _⊙)	
95 (I)	1.32	200	10.1	2.1.104	
460 (I)	1.33	190	26.9	3.8.105	
460 (II)	1.24	370	12.7	7.8-104	
460 (III)	1.08	880	10.1	9.3.104	
460 (IV)	1.28	300	15.0	1.0.105	

Таблица 4

5. Обсуждение результатов. Как уже было отмечено выше, изученные галактики являются эмиссионными с УФ-избытком. Для них в работах [1-3] приведены следующие спектрально морфологические характеристики: № 95 — d3. № 139 — s1 и № 460 — d3. Эти характеристики соворят о том, что в спектре галактики № 139 наблюдается сильный УФ-избыток, а в спектрах галактики № 95 и 460 — слабый.

По щелевым спектрам эти галактики являются эмиссионными объектами. Пончем самым высоковозбужденным объектом является сгущение I талактики № 460, так как только в его спектре наблюдается линия HeII λ 4686.

Оценки абсолютных звездных величин сгущений галактики № 460 приведены в работе [6]. Они равны -15. 8, -15. 5, -14. 6 и -15. 1 соответственно. В этой же работе был сделан вывод, что эти сгущения являются сверхассоциациями.

Для определения абсолютной звездной величин сгущения I галактики № 95 нужно было оценить его звездную величину. На фотографии, полученной на 2.6-м телескопе, изображение сгущения I не отличается от изображений звезд (см. рис. 1). Поэтому фотографическая эвездная величина стущения I была оценена на этой же фотографии, сравнением его яркости

с яркостью звезд, окружающих его, $m_{pg} \approx 18^{m}0$. Тогда $M_{pg} = -13^{m}1$. При определении абсолютных звездных величин этих объектов была принята H = 75 км/с Мпк.

Светимость стущения I галактики № 95 примерно в 4 раза меньше по сравнению со светимостью самого слабого сгущения III галактики № 460. Сотласно критерию, принятому В. А. Амбарцумяном и др. [7], сгущения, наблюдавшиеся в галактиках, являются сверхассоциациями, если их абсолютные фотографические звездные величины удовлетворяют условию $M_{pg} \leqslant -14$ ^m0. Исходя из втого, можно заключить, что сгущение I галактики № 95 является ассоциацией.

Галактики № 139 и 460 составляют тесную физическую пару, так как они находятся почти на одинаковом расстоянии (разница их лучевых скоростей равна примерно 90 км/с) и линейное расстояние между ними прибливительно 15 кпк. № 460 имеет более высокую светимость, чем № 139. Их абсолютные фотографические звездные величины приблизительно равны — 19^m6 и — 17^m8 соответственно.

Из табл. З видно, что значение $I_{\rm H_{a}}/I_{\rm H_{3}}$ у всех объектов намного больше значения, полученного для газовых туманностей для модели «В». Поэтому можно считать, что одной из причин такого значения $I_{\rm H_{a}}/I_{\rm H_{3}}$ является наличие пыли, поглощение со стороны которой, по всей вероятности, имеет место в этих объектах.

Ереванский государственный университет Бюражанская астрофизическая обсерватория

SPECTROPHOTOMETRY AND MORPHOLOGY OF THE GALAXIES WITH UV EXCESS. VII

M. A. KAZARIAN, E. S. KAZARIAN

The results of spectrophotometry and morphology of galaxies. No. 95, 139 and 460 from lists [1-3] are presented. The masses of the gaseous component of the knots I, galaxy No. 95, I, II, III and IV, galaxy No. 460 are obtained. It has been established that galaxies No. 139 and 460 are components of a narrow physical pair.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян. Астрофизика, 15, 5, 1979.

2. М. А. Казарян, Астрофизика, 15, 192, 1979.

3. М. А. Казарян, Э. С. Казарян, Астрофизика, 18, 512, 1982.

4. R. P. S. Stone, Astrophys. J., 218, 767, 1977.

5. М. А. Казарян, В. С. Тамазян, Астрофизика, 18, 192, 1982.

6. M. A. Казарян, Астрофизика, 20, 35, 1984.

7. В. А. Амбарцумян, С. Г. Искударян, Р. К. Шахбазян, К. А. Саакян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 33, 3, 1963.

АСТРОФИЗИКА

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск н

УДК 524.6—355

TOM 28

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛАКТИКИ МАРК 297

А. Н. БУРЕНКОВ Поступила 6 июля 1987 Принята к печати 20 октября 1987

Проведено дстальное спектральное изучение 8 Н II-областей в гитантской иррегулярной галактике Марк 297. В Марк 297 отчетливо наблюдается вращение, по крайней мере, трех конденсаций: К1, К2, К3', в противоположных направлениях. Сделаны оценки масс конденсаций К1, К2, К3'. Величины масс этих конденсаций лежат в пределах: $0.9 \cdot 10^8 - 1.3 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Определены содержания кислорода, взота, серы, неона и гелия в Н II-областях. Из анализа содержания N и О сделано предположение, что в случае Марк 297 мы действительно имеем дело с системой по крайней мере двух галактик. Одна из них иррегулярная (К2 и, возможно, К6); вторая — спираль повднего типа с ядром К1 и сверхассоциациями: К3, К4, К5, К5' и К7. Н II;области предполагасмой спиральной галактики, ядром которой является ярчайшая центральная конденсация, показывают заметный градиент содержаний азота и кислорода, который иногда наблюдается у спиральных галактик.

1. Введение. Галактика Марк 297 [1] (NGC 6052=UGC 10182=Агр 209 = VV 86) привлекала к себе внимание многих астрономов в течение последних двух десятилетий. Воронцов-Вельяминов и Архипова [2] описали ее как взаимодействующую систему, а Тернер [3] включил в список двойных галактик. Саакян и Хачикян [4] включили Марк 297 в список галактик со сверхассоциациями, а Косини и Айдман [5] — в список клочковатых иррегулярных галактик.

Дюфло и др. [6] из анализа поля скоростей заключили, что галак-тика является двухкомпонентной системой.

Данные по фотометрии в оптическом диапазоне представлены Хакра [7] и в ближнем ИК—Бальзано и Видманом [8].

Аллойн и Дюфло [9] привели данные об относительных интенсивностях ярких линий для четырех Н II-областей. Спектрофотометрическое изучение двух конденсаций («А» и «В» в нашем обозначении К1 и К2,. соответственно) сделано в работах [10, 11].

Спектральные наблюдения в УФ-днапазоне позволили Бенвенути и др. [12] заключить, что отдельные конденсации в клочковатых иррегулярных галактиках излучают на λ 1550 А в 100 раз больше, чем 30 Dor и содержат до 0.7 · 10⁵ ранних звезд. Проводились также многочисленные радионаблюдения галактики, обнаружившие двойной пик на радиоизображении галактики на 2.7 ГГц [13], указывающие на крутой спектр с спектральным радиоиндексом $\alpha = -0.72$ [14], открывшие экзотический переменный радиоисточник Марк 297А [15], и другие.

Оценка обилия СО [16, 17] показала, что его содержание по отношению к нейтральному водороду, как минимум в 5 раз меньше, чем в нашей галактике.

В данной работе приводятся результаты по детальной спектрофотометрии Марк 297, проведенной в САО АН СССР.

2. Наблюдения и обработка. Прямой снимок Марк 297 получен в мае 1984 г. на телескопе Цейсс-600 на очувствленной прогревом в водороде вмульсии А-500Н, без фильтра, с экспозицией 45 минут. Копия с него приведена на рис. 1а, где показаны положения щели спектрографа, позиционный угол данного сечения и перечислены конденсации. через которые проходила щель.

На рис. 1b приведены изоденсы прямого снимка. Спектры были получены на аппаратуре БТА и основные данные о них приведены в табл. 1.

На рис. 2а и 3а приведены спектры с ПУ = 114° и 4°, соответственно. На рис. 2b и 3b показаны изображения участков этих спектров около H_{α} .

Использовались спектрофотометрические стандарты из [22].

3. Оценка масс и кинематика. Скорость Марк 297 мы приняли равной средней скорости трех крупнейших центральных конденсаций (К1, К2 и К3): $V_r = 4700 \pm 32$ км/с. После исправления за вращение галактики $V_0 = 4832$ км/с, что соответствует расстоянию Марк 297 r = 64.4 Мпк (H = 75 км с⁻¹ Мпк⁻¹).

По спектрам, полученным с панорамной счетной системой, были построены кривые вращения. Они приведены на рис. 4, где а—сечение через К2-К1-К3' ПУ = 114° и b — сечение через К4-К2, ПУ = 4°.

На ряс. 4 стрелками указаны положения максимума интенсивности линии Н_α в конденсациях. Точность определения лучевой скорости в измеряемой точке мы оценили из сравнения лучевых скоростей конденсаций по фотографическим и сканерным спектрам с данными из кривой вращения в 30 км/с.

Если интерпретировать кривую вращения рис. 4а как независимое вращение конденсаций K1, K2 и K3' в противоположных направлениях, то по скорости вращения ΔV на радиусе R конденсаций (см. рис. 2b) можно сделать оценку масс конденсаций:

> $M_{\rm (K1)} = 1.3 \ 10^{\circ} \ M_{\odot} (R = 0.9 \ {\rm kmk}, \ \Delta V = 78 \ {\rm km/c}),$ $M_{\rm (K2)} = 2.3 \ 10^{\circ} \ M_{\odot} (R = 0.6 \ {\rm kmk}, \ \Delta V = 40 \ {\rm km/c}),$



Рис. 1. а) Прямой снимок галактики Марк 297, показаны положения щели спектрографа и позиционные углы; b) Изоденсированное изображение галактики.



Рес. 2. а) Спектр М03405 Марк 297, сечение К2-К1-К3', ПУ=114°; b) Участок спектра около H_{α} .

К ст. А. Н. Буревкова



Рис. 3. а) Спектр М03406 Марк 297, сечение К4-К2, ПУ=4°, b) Участок спектра около На.

К ст. А. Н. Буревкова

ГАЛАКТИКА МАРКАРЯН 297

$M(K3') = 0.9 \cdot 10^3 M_{\odot} (R = 0.8 \text{ kmk}, \Delta V = 22 \text{ km/c}).$

Необходимо отметить, что приведенные здесь массы конденсаций отличаются от приведенных нами ранее [23], т. к. в том случае оценки радиуса и скорости вращения конденсаций делались грубо по фотографии спектра.

Таблица	1
1 LUNAGU	

Номер	Дата наблюдений	Аппара- тура	Экспо- зиция (мян)	Изобра- жение (")	Днапазон (АА)	ПУ (°)	Примечание
1	2	3	4	5	6	7.	8
СП0474	18-05.1983	СП УМК	9	2	5700-7100	94	K1-2-3
СП0477	14.08.1983		5	3			11
СП485А	30.06.1984	УА УМК	10	1.5	4850-7100	н	19
СП485Б			5	*1	3700-5700		
СП486А			20			96	K7-4-6-5-5'
СП486Б			30		4850-7100		
A14914	29.03.1986	Сканер	21	2.5	3830-5530		K2
A14915			7		3830-5530		K4
A14916			19		5290-6990		К2
A15607	07.04.1986		37		3740-5440		КЗ
A15608			47		5270-6970	11	
A15609		11	37			11.11.11	КЗ
A15610			55			36	К1
A15611			25		3730-5430		in the
A15612	11		15			3 32	K5
A15613	11		13		5270-6970		K4
A15708	08.04.1986		26	1.5	3730-5430	100	1 1 1 1 2 1 1 1
A15709			8		5270-6970	- 162-26	K5
M03405	09.04.1986	YA KH	23	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	6160-6980	114	K2-1-3'
M03406			20	19	1. A	4	K4-2

журнал наблюдений галактики марк 297

Примечание. СП УМК = СП — 160 + ЭОП УМК91В. $S = 1"3 \times 1'5$, дисперсия 65 А/мм; УА УМК = УАГС+ЭОП УМК91В. $S = 1"3 \times 2'2$, дисперсия 100 А/мм; Сканер = 1024 — канальный сканер БТА [18], $S = 1"5 \times 4"$, дисперсия 1.8 А/кан; УА КН = УАГС + 512 × 512 панорамная система счета фотонов, $S = 1"3 \times 2'3$, дисперсия 1.6 А/кан [19 ÷ 21].

Дисперсия скоростей, полученные из ширин эмиссионных линий на половине интенсивности (FWHI), для изучаемых конденсаций лежат в пределах 100—150 км/с, что типично для гитантских внегалактических HII-областей. Полученные σ_{xxyx} приведены в табл. 2 ($\sigma_{xxyx}^2 = \sigma_{xxyx}^2 = -4$ —21

— σ²_{вис.}, где σ = FWHI/2.36 для гауссиановского профиля линии, ³: — инструментальная величина, полученная из FWHI линий неба).



Рис. 4. а) Кривая вращения Марк 297 по спектру М03405. ПУ=114°, конденсацин КЗ'—К1—К2; b) Кривая вращения Марк 297 по спектру М03406. ПУ=4°, конденсации К4—К2. Стрелками укозаны положение мажсимальной интенсивности линии H_{α} в конденсациях.

3. Спектрофотометрические данные и фивические условия. В табл. 2 приведены относительные интенсивности линий $I(\lambda)/I(H_3)$ для наблюденных конденсаций в Марк 297. В 1 столбце указаны лабораторные длины волн измеряемых линий, во 2—ион, которому принадлежит линия, в 3—10: относительные интенсивности линий конденсаций К1. К2. К3, К4, К5. К5', К6, К7, соответственно, которые указаны на рис. 1а, крсме К5'. Эта конденсация, по-видимому, является внешней западной частью конденсации К5, на спектре она отличается от К5 только отсутствием сильного континуума.

В большинстве случаев эмиссионные линия Ва-серии, начиная уже с H_3 , наложены на более широкую абсорбционную особенность. Поэтому была сделана попытка учесть влияние абсорбции, проводя локальный континуум под эмиссионной линией. В большинстве случаев рядом с интенсивностью линии указана ошибка измерения, полученная при усреднения измерений сканерных спектров с фотографическими. В случае, когда рядом с интенсивностью стоит энак «:», точность измерения данной линии может быть хуже 30%, в остальных случаях, без приведенной ошибки, в пределах 25—30%. Для слабых линий оценивалась максимальная интенсивность, в этих случаях перед значением интенсивности стоит «<». Внизу таблицы для каждой конденсации приведены эквивалентные ширины H_2 , H_3 и абсорбции в H_3 после вычитания эмиссионной линии и ошиб-ки их измерения в A.

В табл. 3 приведены относительные интенсивности линий после исправ-ления за покраснение.

Теоретическое отношение линий H_a/H_β для $T_a = 10\,000$ К и $n_a = 100$ см⁻³ взято из [24]. Эначения функции покраснения f(k) взяты из

[25]. В колонках 3—10 таблицы приведены значения исправленных интенсивностей линий.

OT	носите	льные і	интен	СИВНС	СТИ /($\lambda)_{i}I(H_{\beta})$	(НАБЛК	рденні	SIE)
Дл. Волны	Ион	К1	K2	К3	K4	K5	K5′	K6	К7
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3727.5	[01]	210+48	210+58	193	287 <u>+</u> 15	261 <u>+</u> 19	241	284	254
3868.7	[NeIII]		23:		9±1	<28:	<22:		16:
3970.1	H		12± 1	12	14土 6	14:+4	<18:	2	
4101.7	Ho	11	20±1	8	15± 3	27:	22 <u>+</u> 11	49:	41::
4340.5	HT	39士 4	47±1	26± 5	51 <u>+</u> 10	38 <u>+</u> 2	53	69:	62::
4363.2	[0111]	1	5±1			2-2-2			
4861.3	Ha	100	100	100	100	100	100	100	100
4958.9	[0111]	31士 9	71 <u>+</u> 4	34± 2	90 <u>+</u> 17	78 <u>+</u> 4	80±8	104+4	76+24
5006.8	[0]]]	90± 9	212 ± 11	100 ± 4	268+53	204± 5	242+22	235+26	184± 3
5875.8	Hel	37:	30 <u>+</u> 4	20± 2	19士 7	24:	22:	28 <u>+</u> 16	23
6300.2	[0]]	22± 3	31 <u>+</u> 11	13±1	31	25± 5	27:	38:	
6363.9	[0]	7	10	7:	17 mar	100			
6548.1	[NII]	34± 6	23± 4	33± 3	27 <u>+</u> 10	19:	14	19	48+25
6562.8	Hz	435+10	593 <u>+</u> 87	389+15	337+37	293 <u>+</u> 21	256	380	400 + 51
6583.6	[NII]	119+18	69 <u>+</u> 10	94 + 9	83+29	58+12	44	44	56±19
6717.0	[SII]	95± 6	90+ 6	78 <u>+</u> 11	87+26	laras r	71	63	1
6731.3	[\$11]	120 <u>+</u> 35	87±7	75 <u>+</u> 18	50 <u>+</u> 11	} ¹⁵⁴ ± 5	68	76	231
₩ (Ha) [A	A]	67.0	290.:	71.8	180.:	149.1	138.2	85.0	77.5
W(Ha) [A]]	±5.8	<u>+</u> 30.	± 5.8	±20.	+21.1			± 4.7
W (HB) 81	. [A]	8.8	60.	10.4	35.	22.5	25.0	14.7	15.5
W (H\$) at	5c. [A]	-6.8	100	- 3.9	- 4.	- 8.9	STORE L	- 4.8	
]	±1.3	± 5.	14.4	<u>±</u> 5	± 3.6	± 1.6	± 2.5	± 1.4

TAGAUNA 2

Внизу табл. З приведены кооффициенты С (Н_β), значения лучевых скоростей конденсаций, $d_{внут}$ -дисперсия скоростей в Н II области, отношение R [S II] = I (6717) / I (6731), электронные температуры, определенные из эмпирических зависимостей [26—28], средние значения T_e из втих трех определений и значения n_e , полученные для данных R [S II] из работы Носова [29].

Все исследованные конденсации попадают в область «нормальных и изолированных» Н II-областей на диаграмме рис. 9 ив работы Болдуина и др. [30], что указывает на радиативное возбуждение звездами ранних спектральных типов.

Таблица З

относительные интенсивности. Исправленные за покраснение: $I(0) = + C (H_3) \cdot f (b)$

	$I(k)_{\mu cnp.} = 10^{\circ}$									
Дл Волны	Ион	кі	K2	К3	K4	К5	K5′	К5	К7	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
3727.5	1011	296+68	350	306 <u>+</u> 75	329 <u>+</u> 17	266±19	241	358	334	
3868.7	[NeIII]		38:		10± 1	<28:	<22:		20:	
3970.1	Hs	_	19 <u>+</u> 2	÷	15± 6	14+ 4	18:			
4101.7	Ho	14	29 <u>+</u> 1	9:	16± 3	27	22 ± 11	57:	49:	
4340.5	HT	45± 5	60± 1	29± 5	54 <u>+</u> 11	38± 2	53	76:	69:	
4363.2			6± 2	1		1.00		5		
4861.3	Ha	100	100	100	100	100	100	100	100	
4958.9	[OIII]	30± 9	65 <u>+</u> 4	33± 2	88 <u>+</u> 17	78±4	80±8	101±4	· 73±23	
5006.8	[0111]	85±8	191±10	96± 4	262+52	203± 5	242 <u>+</u> 22	225+25	175± 3	
5875.8	Hel	28:	18士 2	16 <u>+</u> 1	17± 6	24:	21:	23+13	18	
6300.2	[OI]	15± 2	16± 6	10± 1	27	24± 5	27:	30:	47:	
6363.9	[0]	5	• 5	5	2.1			-		
6548.1	[NII]	22± 4	11± 2	24± 2	23± 8	19:	14	14	34±18	
6562.8	H2	286±7	286+42	286±11	285 <u>+</u> 31	286+21	256	286	285+36	
6583.6	[NII]	78+12	33± 5	69± 7	70+25	57+12	44	33	40±14	
. 6717.0	[SII]	61±4	41± 3	56+ 8	73+22	1.001	71	46	1161	
6731.3	[SII]	76 <u>+</u> 22	40± 3	54±13	42 <u>+</u> 9	}150± 5	68	56	}101	
7 3		1 *								
С (Н _β)		0.530	0.925	0.390	0.210	0.030	0.000	0.360	0.425	
<i>Vr</i> [RM/c]	6	4703	4750	4639	4940	4610	4646	4634	4876	
°V [KM/C]		+22	· <u>+</u> 20	<u>±20</u>	ę		<u>+</u> 52	±24	±40	
G	/c]	130±20	80±30	117±25	154	130	107 <u>+</u> 44	131 <u>+</u> 7	128+34	
R [SII]	(. ¥ -]	0.803	1.025	1.037	-1.74	>1.5	1.044	0.82	>1.5	
Д _е [K] ср ле [см−3]	RRHA	7300 1300	8500 600	7500 550	8600 100*	8200 100*	8500 550	8900 1350	8300 100*	
T. [26] T. [27]	Sec. 20	7250 7440	- 8490 8650	7450 7600	8150 9100	8150 8300	8450 8400	8650 9150	8050 8520	
.T. [28]	1. 5-15-1	7445	8780	7635	9180	8430	8530	9200	8645	

** • В нескольких случаях не удалось уверенно определить R [SII], но т. к. R [SII] были в этих случаях больше 1.5, то взято $n_e = 100$ [см-3].

4. Определение содержаний элементов. Оценки содержаний ионов O⁺/H⁺, O⁺⁺/H⁺, N⁺/H⁺, Ne⁺⁺/H⁺ были сделаны в предположении нулевых температурных флуктуаций в Hll-области по схеме из работы

52

Пеймберта и Костеро [31], Не⁺ Н⁻ — по Пеймберту [32] и N⁺ S⁺ по Бенвенути и др. [33]. Коррекция за ненаблюденные стадии ионизации сделана по [31]. Содержания Не и Ne неуверенные из-за слабости линий этих влементов.

T	~6		~	1
	20	K 14	u.	-

Объект	[O/H]	[N/H]	[S/H]	[Ne/H]	[He/H]	Ссылке
. 1	2	3	4	5	6	7
Maps 297 K1	8.85	7.57	7.24		11.29:	
K2	8.58	7.05	6.88	8,45:	11.11	1 Made 1
" КЗ	8.76	7.49	7.13		11.05	Server and the
"K4	8.58	7.44	7.10	7.73	11.08	Contraction of the local
" K5′	8.53	7.29	7.22	<8.06:	11.22:	2-10-21-
" К5	8.58	7.41	7.26	<8.29:	11.23:	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
" K6	8.58	7.06	6.96	11 I I I I I	11.21:	A Street Lines and Street
. K7	8.60	7.33	7.23	8.22	11.10	'
Солнце	8.87	7.96	7.23	8.05	11.0	Аллер (1983) [34]
(MMO)	8.02	6.48	6.40	7.29	10.90	Талент (1982) [35]
(EMO)	8.49	6.95	7.20	7.80	10.94	
Mapa 35 CA	8.19	6.80	6.43	7.70	-11.14	Буренков, Хачикян
Марк 35 Ядро	8.48	7.05	6.63	7.81	-10.94	(1986) [36]
HII Irr	8.51	7.02	-	6-00	110.00	Петросян (1987) [37]
Ядра спиральных		10	1.000		100	- 101 - 17 - 1910
Талактик	8.86	7.84				н_
HII Se/m	8.59	7.25		1000	ation 1	
HII Sa/b	8.80	7.72	5-12			н

ОБИЛИЯ ЭЛЕМЕНТОВ [X/H] = 12 + lg (X/H)

В табл. 4 приведены полученные полные содержания элементов в виде [X/H] = 12 + lg (X/H) для изученных конденсаций, а также данные о химическом составе для Солнца из [34], для $\langle MMO \rangle$ и $\langle EMO \rangle$ из [35], для Марк 35 СА и ядерной области из [36], данные по [O/H] и [NH] для гигантских иррегулярных галактик, H II-ядер спиральных галактик со вспышкой эвездообразования, H II-областей в Sc/m и Sa/b галактиках, любезно предоставленные нам до выхода из печати Петросяном [37].

5. Обсуждение. В Марк 297 отчетливо наблюдается вращение, по крайней мере, трех конденсаций: К1, К2, и К3', в противоположных направлениях.

Сделаны оценки масс конденсаций К1, К2, К3'. Величины масс этих конденсаций лежат в пределах: $0.9 \cdot 10^8 \div 1.3 \cdot 10^9 M_{\odot}$. В [6] сделана оцен-

ка кинематической массы системы $M \ge 2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, а в [38] из радионаблюдений в линии λ 21 см определена полная масса галактики $M_i =$ = 1.88 · 10¹¹ M_{\odot} и масса нейтрального водорода $M_{\rm HI} = 1.18 \cdot 10^{10} M_{\odot}$.

Аллойн и Дюфло [9] предположили, что Марк 297 является взаимодействующей системой двух спиральных галактик позднего типа. Из фотометрии в ближнем ИК-диапазоне они оценили вклад в массу галактики старого звездного населения (масса звезд спектрального типа K0 \approx $\approx 2.8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$); указали, что другие параметры, такие, как отношение полной массы к массе газа, параметр возбуждения [O III] /Н₈ в Мара 297 отдают предпочтение спиральным галактикам около типа Scd [40, 41, 42]; также обратили внимание на усиление H₄ / [N II] во внешних частях системы, предположив, что это отражает градиент содержания азота, который часто находится у поздних спиралей.

Ив анализа поля скоростей они разделили галактику на два компонента следующим образом: первый компонент — это B'BCC' (в наших обозначениях слабые северные конденсации — K1-K3-K5 — и K5'), второй — DAA' (северная часть конденсации K2-K2-K4 — и K7), указывая, что «скорости в деталях второго компонента, по-видимому, одинаковые около 4940 км/с». По нашим измерениям скорость конденсации K2 равна 4750± ± 20 км/с, скорость K4 4940 км/с, а K7 4880±40 км/с. Поэтому второй компонент не может быть наблюдаемой плашмя спиральной галактикой, как это предполагают данные авторы.

Тем не менее, конденсация K2 несколько выделяется на кривой бращения (рис. 4а), а на расстоянии около 9" от K1 наблюдается разрыв скоростей в кривой вращения, что можно объяснить проекцией K2 на галактику. Внешняя часть галактики восточнее K2 (на расстоянии 10—13" от K1) имеет лучевую скорость около 4900 км/с, близкую к скоростям K4 и K7.

Мы попытались с другой стороны подойти к этой проблеме, воспользовавшись статистическими данными Петросяна [37] о содержаниях азота и кислорода в НІІ-областях. На рис. 5 показано положение четырел типов НІІ-областей по его данным с боксами ошибок (НІІ в гигантских иррегулярных галактиках, НІІ-области ядер спиральных галактик со вспышкой звездообразования, НІІ-областей в Sc/m и Sa/b галактиках) в зависимости от обилий в них азота и кислорода. Там же указаны положения восьми измеренных нами конденсаций Марк 297 с их ошибками. Оценка ошибок определения обилий [N/H] и [O/H] сделана в предположении ошибок в определении $T_e \pm 1000$ К и $n_e \pm 1000$ см⁻³ и с данными по ошибкам измерения относительных интенсивностей линий.

Несмотря на большие ошибки, рис. 5 можно интерпретировать как наанчие трех типов Н II-областей в Марк 297: 1) ядра спиральных галактик со вспышкой звездообразования: К1 и, возможно, К3;

2 Н II-области в Sc/m спиралях: К4, К5, К5', К7;

3) Н II-области в гигантских иррегулярных галактиках: К2 и К6.



Рис. 5. Зависимость [N/H] от [O/H]. Черными квадратами указаны конденсации Марк 297, рядом стоящие цифры соответствуют номеру конденсации. Кружками положение четырех типов Н II-областей по данным Петросяна [34] с боксами ошибок (H II в гитантских иррегулярных галактиках, Н II-ядер спиральных галактик со испышкой звездообразования, Н II-областей в Sc/m и Sa/b галактиках).

На рис. 6 построены зависимости содержания [N/H] и [O/H] ог расстояния данной конденсации от K1, принятой за центр системы (R/R_{25}) , где $R_{25}=8$ кпк — радиус Марк 297, определенный в работе Маехары и др. [39]. На этих зависимостях отчетливо прослеживается градиент обилий азота и кислорода по конденсациям Марк 297, кроме конденсации K2, которая имеет пониженное содержание и кислорода и азота, и конденсации K6 с дефицитом азота по отношению к другим конденсациям Марк 297. Гладкость зависимостей на рис. 6 вряд ли можно объяснить случайным совпадением, несмотря на большие ошибки в определении обилий. Скорее всего вто следствие хорошей внутренней сходимости из-за однородности спектрального материала и единообразной методики обработки.



R/R25

Рис. 6. Градненты содержаний [N/H] и [O/H] от расстояния данной конденсации. от К1, принятой за центр системы.

Предположение, что в системе Марк 297 имеется еще одна спиральнаягалактика с ядром КЗ, приводит к значительному увеличению разброса точек на зависимостях «обилие—радиус». В нашем случае количества изученных конденсаций недостаточно, чтобы можно было по градиентами обилий искать вторую спиральную галактику в Марк 297.

На основании рис. 5 и 6 можно предположить, что в случае Марк 297 мы действительно имеем дело с системой по крайней мере двух галактик. Одна из них—спираль позднего типа с ядром К1 и сверхассоциациями: К3, К4, К5+К5' и К7, что в полном согласии с выводом в работе [9] о наличии в Марк 297 компонентов с параметрами поздних спиралей. Вторая — иррегулярная, к ней относятся К2 и, возможно, К6.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность за полезные: обсуждения и советы Э. Е. Хачикяну и А. Р. Петросяну.

Специальная астрофизическая обсерватория АН СССР

SPECTRAL INVESTIGATION OF MARKARIAN 297

A. N. BURENKOV

Detailed spectral investigation of 8 HII regions in the giant irregular galaxy Mark 297 is carried out. Mark 297 shows the rotation of at least three condensations: K1, K2 and K3' in the opposite directions. Estimations of K1, K2 and K3' masses are made. The mass values of these condensations are within the limits: $0.9 \cdot 10^8 - 1.3 \cdot 10^9 M_{\odot}$. The abundances of oxygen, nitrogen, sulphur, neon and helium in HII regions are determined. From the analysis of N and O abundances an assumption is made that in the case of Mark 297 we deal with a system of, at least, two galaxies. The first is an irregular one (K2, and, apparently, K6); the second is a spiral of late type with a nucleus of K1 and superassociations: K3, K4, K5, K5' and K7. HII regions of the supposed spiral galaxy, whose core is the brightest central condensation, show a noticeable gradient of nitrogen and oxygen abundances which is often observed in spiral galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Б. Е. Маркарян, Астрофизика, 8, 581, 1969.
- 2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, Морфологический каталог галактик, II, Изд. МГУ, М., 1964, стр. 203.
- 3. E. L. Turner, Astrophys, J., 208, 20, 1976.
- 4. К. А. Саакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 11, 207, 1975.
- 5. C. Casini, J. Heidmann, Astron. and Astrophys., 47, 371, 1976.
- 6. R. Duflot, J. Lombard, Y. Perrin, Astron. and Astrophys., 48, 437, 1976.
- 7. J. P. Huchra, Astrophys. J. Suppl. Ser., 35, 171, 1977.
- 8. V. A. Balzano, D. W. Weedman, Astrophys. J., 83, 756, 1981.
- 9. D. Alloin, R. Duflot, Astron. and Astrophys., 78, L5, 1979.
- 10. Y. Taniguchi, S. Tamura, Publ. Astron. Soc. Jap., 33, 653, 1981.
- 11. Y. Taniguchi, Publ. Astron. Soc. Jap., 38, 571, 1986.
- P. Benvenuti, C. Casini, J. Heidmann, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 198, 825, 1982.

- 13. R. A. Sramek. H. M. Townassian, Astrophys. J., 207, 725, 1976.
- 14. U. Klein, R. Wielebeninski, T. X. Thuan, Astron. and Astrophys., 141, 241, 1984.
- 15. D. S. Heeschen, J. Heidmann, Q. F. Yin, Astrophys. J., 267, L73, 1983.
- M. A. Gordon, J. Heidmann, E. E. Epstein, Publ. Astron. Soc. Pacif., 94, 415, 1982.
- 17. Y. Sofue, T. Hasegawa, N. Nakai, T. Handa, M. Hayashi, J. Heidmann, Publ. Astron. Soc. Jap., 38, 161, 1986.
- 18. С. В. Драбек, И. М. Копылов, Н. Н. Сожов, Т. А. Сожова, Астрофиз. исслед. Изв. Спец. астрофизич. обсер., 22, 64, 1986.
- В. Л. Афанасьев, М. А. Грудзинский, Б. М. Кау, В. С. Нощенко, И. И. Цукксрман, Автомотизированные системы обработки изображений (АСОИЗ-36). Наука, М., 1986, стр. 182.
- М. С. Алявани, О. О. Завааская, Б. М. Кац, Автоматизированные системы обработки изображений (АСОИЗ-86), Наука, М., 1986, стр. 310.
- 21. М. С. Алявдин, В. Л. Афанасьев, А. Н. Буренков, О. О. Завадская, Сообщ. Спец. астрофия. обсерв. АН СССР, 1988.
- 22. R. P. S. Stone. Astrophys. J., 218, 767, 1977.
- 23. А. Н. Буренков, Сообщ. Спец. астрофиз. обсерв. А.Н. СССР., 50, 89, 1986.
- 24. M. Brocklehurst, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 153, 471, 1971.
- 25. J. B. Kaler, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 517, 1976.
- ^{26.} D. Alloin, S. Collin-Souffrin, H. Joly. L. Vigroux, Astron. and Astrophys., 78, 200, 1979.
- 27. B. E. J. Pagel, M. G. Edmunds, D. E. Blackwell, M. S. Chun, G. Smith, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 189, 95, 1979.
- P. A. Shaver, R. X. MoGee, L. M. Newton, A. C. Danks, S. R. Pottasch, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 204, 53, 1983.
- 29. И. В. Носов, Астрон. циркуляр, 1050, 1, 1979.
- 30. J. A. Baldwin, M. M. Phillips. R. Terlevich. Publ. Astron. Soc. Pacif., 93, 5, 1981.
- 31. M. Petmbert, R. Costero, Boll. Observ. Tonantzintla, 5, 3. 1969.
- 32. M. Peimbert, Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 13, 113, 1975.
- 33. P. Benvenuti, S. D'Odorico, M. Peimbert, Astron. and Astrophys., 28, 447, 1973.
- 34. L. Aller, S. Czyzak, Astrophys. J. Suppl. Ser., 51, 211, 1983.
- 35. D. L. Talent, Astrophys. J., 252, 594, 1982.
- 36. А. Н. Буренков, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 24, 349, 1986.
- 37. А. Р. Петросян (в печати), 1988.
- 38. D. Gordon, S. T. Gottesman, Astron. J., 86, 161, 1981.
- .39. H. Maehara. M. Hamabe, L. Bottinelli, L. Gouguenheim, J. Heidmann, The Structure and Evolution of Ultraviolet-Excess Galaxies, eds. B. Takase, S. Tamura, Japan, 1986, p. 7.
- -40. C. Balkowski, Astron. and Astrophys., 29, 43, 1973.
- 41. P. Pismis, L. Maupome, Rev. Mex. Astron. y Astrofis., 2, 319, 1978.

-42. H. E. Smith, Astrophys. J., 199, 591, 1975.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.64—56

БЫСТРАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК. АМПЛИТУДЫ ВАРИАЦИЙ В ЛИНИЯХ

И. И. ШЕВЧЕНКО

Поступила 24 декабря 1987 Принята к печати 10 октября 1987

• Рассмотрена эволюция эмиссионного спектра активного ядра в ходе отдельного активного события. Сделаны предположения: 1) распределение излучающих в линиях •облаков в области формирования широких линий изотропно относительно изниз)ющего источника; 2) типичное облако излучает в линиях главным образом со стороны, обращенной к источнику; 3) светимость типичного облака в линия пропорциональна степени

S падающего на него ионизующего потока ($L \propto F^s$, значение S зависит от выбора линии). Выведены зависимости ΔA (s) и ΔA (Δt), где ΔA — максимальное относительное приращение потока в линии (амплитуда), Δt — время запаздывания максимума вспышкя в линии относительно максимума вспышки в ионизующем комтинууме. Зависимости сопоставляются с опубликованными данными по слектральной перемскиости сейфертовской галактики NGC 4151. Сделан, в частности, вывод, что и длительность и амплитуда типичной вспышки NGC 4151 в ненаблюдаемом ионизующем континууме значительно (возможно из порядок) больше, чем в наблюдаемом рентгене.

1. Введение. В начале 70-х годов В. М. Лютый и А. М. Черепащук сбнаружили у ряда сейфертовских галактик быструю переменность ядра в эмиссионной линии H_{α} [1, 2]. Вспышки ядра в оптическом континууме, как оказалось, сопровождаются вариациями потока в H_{α} . Эти вспышки в линии следуют с запаздыванием относительно вспышек в континууме. Эффект запаздывания получил геометрическую интерпретацию: излучающее в H_{α} вещество находится на некотором расстоянии от источника ионизующего излучения; время задержки есть мера втого расстояния [3].

Быстрая переменность эмиссионных спектров активных ядер неоднократно обсуждалась в теоретическом плане. В частности, результаты наблюдений В. М. Лютого и А. М. Черепащука вскоре после их опубликования обсуждались Н. Г. Бочкаревым и С. П. Пуденко [4]; С. Н. Фабрика [5], И. И. Антохин и Н. Г. Бочкарев [6] списали возможные эффекты переменности профилей эмиссионных линий. Блэндфорд и Мак-Ки [7] предложили математическую процедуру «картографирования» области формирования широких линий, основанную на сопоставлении параллельных кривых блеска ядра в линиях и в континууме. В настоящей статье мы продолжаем исследование, начатое в [8] и [9]. Как и прежде, мы не касаемся переменности профилей линий, речь идет о полных потоках.

По современным представлениям, область формирования широких линий (ОФША) активного ядра состоит из множества облаков, фотононивуемых «центральной машиной» (см., например, [10]). У сейфертовских галактик, в частности у NGC 4151, распределение втих облаков вокруг «машины», скорее всего, примерно изотропно (см. обсуждение и ссылки в [8]).

Пусть длительность ионизующей вспышки много меньше выраженных в световых единицах размеров ОФША. Тогда, если ОФША изотропна (т. е. сферически симметрична), запаздывание максимума вспышки в какойлибо линии относительно максимума вспышки в ионизующем континууме может, наблюдаться только в том случае, если типичное облако ОФША излучает в этой линии анизотропно, а именно, главным образом со стороны, обращенной к ионизующему источнику [8]. Однако, согласно [8], это условие не является достаточным.

Рассмотрим модель однородного распределения облаков. Размеры однородного облачного агрегата формально могут быть сколь угодно велики, но ОФШЛ имеет вполне определенные размеры. Объясняется это самоэкранированием облаков: оптическая толщина типичного облака ОФША в лаймановском континууме очень велика, т. $\gtrsim 10^5$ (см., например; [10]). Определим «фактор локрытия» в (r) как отношение числа ионизующих квантов, поглощаемых облажами, находящимися внутри сферы радиуса / с центром в ионизующем источнике, к общему числу ионизующих квантов, испускаемых источником. Пусть о, см² — среднее геометрическое сечение облаков в плоскости, ортогональной направлению на источник; n, см⁻³ — число облаков в единице объема. Обозначим α = эп. Величина $R = a^{-1}$ определяет характерный раднус ОФШЛ. На таком расстояния от источника фактор покрытия, в соответствии с формулой (1) статьи [8], составляет 1-е⁻¹ ≈ 0.7. Определим общий фактор покрытия как $\varepsilon = \varepsilon$ (∞). В однородной модели, очевидно, $\varepsilon = 1$.

Пусть светимость типичного облака в линии пропорциональна степени s падающего на него ионизующего потока: $L \propto F$, где $s \ge 0$. Модельоднородното распределения облаков предсказывает разные величины времен запаздывания для линий с разными значениями s. Например, она предсказывает вффект запаздывания максимума вспышки в линии для линии H_a и отсутствие заметного вффекта для 'других бальмеровских линий. [8, 9]. Предсказание согласуется с наблюдательными 'данными, полученными для NGC 4151'Лютым и Черепащуком [1, 2] и Антонуччи и Козном. [11]. Свободная от облаков зона, окружающая ионизующий источник, если она существует, может занимать лишь малую часть объема ОФШЛ NGC 4151 [9].

В статье [9] была рассчитана теоретическая зависимость величины задержки от параметра 5. Предполагалось, что типичное облако ОФША представляет собой плоский «блин», который излучает в линиях только со стороны, обращенной к источнику, причем излучает ортотропно. Плоскость «блина» ортогональна направлению на ионизующий источник. Тогда фазовая функция, т. е. зависимость регистрируемого от отдельного облака полного потока в линии от величины угла θ между направлениями «облако-источник» и «облако-наблюдатель», имеет вид:

$$j(\theta) = \frac{1}{2} \left(\cos \theta + |\cos \theta| \right). \tag{1}$$

Здесь размерный множитель опущен, принята нормировка f(0) = 1.

Анизотропия эмиссии облака, описываемая формулой (1), является физически максимально возможной [12]. В настоящей статье мы рассчитаем времена запаздывания вспышек в линиях для случая более умеренной анизотропии и перейдем к расчету амплитуд.

2. Вывод основных формул. Сделаем следующие предположения относительно типичного облака ОФША и его излучения в заданной линии (обоснование их см. в [12]): 1) облако в линии совершенно непрозрачно, при этом кванты в линии производятся на малых оптических глубинах; 2) поверхность облака излучает в линии ортотропно; 3) связь светимости элемента поверхности облака в линии с величиной ионизующего потока, падающего на этот элемент, описывается степенной функцией $(l \propto f)$. Тогда, если облако имеет сферическую форму, фазовая функция $j_s(\theta)$ аппроксимируется следующим выражением:

$$j_{\bullet}^{A}(\theta) = \frac{1}{s+2}(1+\cos\theta)\left(1+\frac{s}{2}\cos\theta\right)$$
(2)

(формула (11) статьи [12]). Из численных расчетов следует, что на области $0 \le s \le 2$, $0 \le \theta \le \pi$ разность $j_s^A(\theta)$ и $j_s(\theta)$ неотрицательна и меньше 0.02.

Фазовая функция сферического облака совпадает с фазовой функцией содсржащего много облаков влементарного объема ОФША, если облака нисют форму плоских «блинов» и ориентированы случайным образом (разумеется, при выполнении в том и другом случаях исходных предположений) [12]. Поскольку есть наблюдательные указания на хаотичность динамической структуры ОФША NGC 4151 [11, 13, 14]. логично в качестве фазовой функции элементарного объема ОФША взять фазовую функ-цию сферы (2), а не ориентированного «блина» (1).

Пусть распределение облаков однородно, т. е. $\alpha = \text{const.}$ Фазовая: функция имеет вид (2). Найдем зависимость относительного приращения $\Delta F/F$ потока в линии от времени *t*, отсчитываемого от момента вспышки центрального источника в ионизующем континууме. (Вспышку в контиснууме описываем δ -функцией времени). Эта зависимость есть не что иное, как специальным образом нормированная функция «отклика» ОФША. В статье [8] выведены общие выражения для функций отклика; однако они выведены с точностью до размерных и нормирующих множителей. Подставим в формулу (3) статьи [8] $\alpha = \text{const}$ и $j(\theta) = j_s^A(\theta)$. Найдем нужную нам нормировку следующим путем. При квазистационарных вариациях потока в линии, т. е. при характерных временах переменности в ионизующем континууме, во много раз превышающих выраженные в световых единицах размеры ОФША, вариации потока в линии и потока в континууме связаны очевидной формулой:

$$\left(\frac{\Delta F(t)}{F}\right)_{qs} = \left(1 + \frac{\Delta F_{\epsilon}(t)}{F_{s}}\right)^{s} - 1.$$
(3)

Введем безразмерное время $\tau = zct/2$ (с — скорость света). Формально представим вспышку в континууме в виде прямоугольной функции времени; примем обозначения: $d\tau$ — длительность, $\Delta A_{c}(=$ $= \Delta F_{c}/F_{c})$ — амплитуда. Нетрудно доказать, что интеграл от функции отклика $\Delta F(\tau)/F$ по τ от 0 до ∞ равен значению $\Delta F/F$, котороеустанавливается в результате квазистационарного увеличения потока. в континууме от F_{c} до $F_{c} + \Delta F_{c}$, т. е. он равен, в соответствии с формулой (3), величине $(1 + \Delta A_{c})^{s} - 1$. Таким образом, нормировку следует выбирать так, чтобы указанный интеграл был равен $(1 + \Delta A_{c})^{s} - 1$. В итоге находим функцию отклика

$$\frac{\Delta F(\tau)}{F} = \frac{6\tau \left((2 - s - \tau) \Gamma (1 - 2s, \tau) + \tau^{1 - 2s} e^{-\tau} \right)}{(s + 6) \Gamma (3 - 2s)} \left((1 + \Delta A_c)^s - 1 \right) d\tau, \quad (4)$$

где $\Gamma(a, x) = \int u^{\alpha-1}e^{-a}du$ есть неполная гамма-функция; $\Gamma(a) = \Gamma(a, 0)$.

Из формулы (4) следует, что для линий с $s \ge 1$ потоки в линиях достигают максимумов одновременно с потоком в континууме. (Доказательство такого же точно утверждения, но в случае фазовой функции (1), приведено в статье [8]. Здесь доказательство аналогично). Дифференцируя (4) по - и приравнивая результат нулю, получаем уравнение, связывающее параметр запаздывания y ($y = \alpha c \Delta t/2$, где Δt — время запаздывания максимума вспышки в линии относительно вспышки в континууме) и параметр *s* на промежутке $0 \leq s < 1$:

$$(2 - s - 2y) \Gamma (1 - 2s, y) = sy^{1 - 2s} e^{-y}.$$
 (5)

Решаем уравнение численно. Находим, что зависимость при $0 \le s < 1$ очень близка к линейной: $y(s) \approx 1-s$. Запишем итоговую зависимость в виде

$$y(s) = \begin{cases} C \cdot (1-s) - h(s), & \text{если } 0 \le s \le 1, \\ 0, & \text{если } s \ge 1. \end{cases}$$
(6)

Положим C = 1. Тогда $0 \le h(s) < 0.024$.

Подставим $\tau = y(s)$ (при $0 \le s \le 1$) в формулу (4). Амплитуда вспышки, по определению, есть максимальное относительное приращение потока, $\Delta A = \Delta F_{\max}/F$; следовательно, мы получили выражение для амплитуды вспышки в линии. В полученном выражении присутствует неполная гамма-функция; избавляемся от нее с помощью уравнения (5). В итоге имеем

$$\Delta A(s) = \frac{12(1-s)^{2(1-s)}e^{s-1}}{(s+6)\Gamma(3-2s)}c(s)((1+\Delta A_s)^s-1)d\tau, \qquad (7)^{\frac{1}{2}}$$

где c(s) — практически постоянная: $0.955 < c(s) \leq 1$ для $0 \leq s \leq 1$.

В ситуации, когда мы абстрагируемся от вида временного профиляиснизующей вспышки (задавая только два параметра — амплитуду и длительность), длительность ионизующей вспышки фиксирует то разрешение во времени, с которым мы можем определять теоретические времена запаздывания. При $y \leq d\tau$ вспышки в континууме и в линии слизаются; формально запаздывания нет. Согласно формуле (6), $y \leq d\tau$ для линий с $s \gtrsim 1 - d\tau$. Следовательно, формула (7) применима для линий с $0 \leq s \lesssim 1 - d\tau$.

3. Сопоставление с наблюдательными данными. Формулы (6) и (7) задают теоретические зависимости «время запаздывания—параметр S» и «амплитуда—параметр S» для вспышек активного ядра в линиях в ходе отдельного актявного события. Комбинируя (6) и (7), легко получить и зависимость «амплитуда—время запаздывания». Теоретические амплитуды, вычисляемые как в функции параметра S, так и в функции Δt , мы сопоставим с опубликованными данными тю спектральной переменности сейфертовской галактики NGC 4151. Это пока единственный активный внегалактический объект, для которого данные достаточно полны. Эначения параметра *s* для разных линий можно в принципе определять из наблюдений медленной составляющей переменности эмиссионного спектра активного ядра [9]. Подобных наблюдений до сих пор проводилось мало. Поэтому мы воспользуемся оценками *s*, вытекающими из современных фотоионизационных моделей эмиссионных спектров активных ядер. Мушоцкий и Ферланд [15] и Кван [16] опубликовали графики теоретических зависимостей потоков *F* в различных линиях от величины параметра ионизации *U* (*U*, по определению, равно отношению концентрации ионизующих квантов на «лицевой» стороне сблака к концентрации атомов водорода в нем). Параметр ионизации прямо пропорционален величине падающего на облако ионизующего потока. Согласно оценке Мушоцкого и Ферланда, для облаков ОФША NGC 4151 характерно значение $\lg U = -1.2$ (см. рис. 3 в [15]). Аппроксимируя зависимости « $\lg F = \lg U \approx -1$ прямыми линиями, получаем значения *s*.

Наблюдательные значения амплитуды ΔA и времени запаздывания Δt для линни H_a взяты из статьи Черепащука и Лютого [2]. Эти данные характеризуют активные события 1971—72 гг. Наблюдательные значения ΔА и Δt для линий H₂, H₃, H₇ и He II 4686 А вычислены по данным Антонуччи и Коэна [11] (активное событие в февралс-апреле 1981 г.), для линий Mg II 2800 A, C III] 1909 А и С IV 1549 А — по данным Ульрих и др. [14] (активное событие в мае-июне 1979 г.). Там, где необходимо, в значения амплитуд была внесена поправка за постоянный во времени вклад узких составляющих линий и блендирующих узких линий; эти вклады рассчитаны по данным табл. 2 из статьи Ферланда и Мушоцкого [17]. Положение опектральных линий на диаграммах « ΔA —s» и « ΔA — ∆!» показано на рис. 1 и 2. Строго говоря, из-за недостаточно высокого. разрешения наблюдений во времени все современные наблюдательные оценки амплитуд вспышек в линиях являются нижними пределами. Но поскольку для линии На независимые данные Черепашука и Лютого [2] и Антонуччи и Коэна [11] хорошо согласуются друг с другом, выведенные из наблюдений амплитуды вспышек в линиях с умеренными значениями. S (т. е. вспышек большой длительности), по-видимому, близки к истинным.

Чтобы иметь возможность сопоставлять наблюдения с теорией, кроме полученных для набора линий наблюдательных значений амплитуд и задержек нам нужно знать еще три параметра: 1) характерный радиус ОФШЛ R — чтобы, например, иметь возможность переводить времена запаздывания Δt в параметры запаздывания у и наоборот (с помощью формулы $y = \alpha c \Delta t/2 = c \Delta t/2R$); 2) и 3) амплитуду ΔA , и длительность - $d\tau$ вспышки в ионизующем континууме — чтобы иметь возможность рассчитывать теоретические амплитуды вспышек в линиях по формуле (7).

Физические размеры ОФША можно оценить, располагая, оценками параметра ионизации и плотности водорода для типичного облака ОФША, а также оценкой светимости центрального источника в ионизующем континууме. Таким путем Ферланд и Мушоцкий [17] нашли характерное значение радиуса ОФША NGC 4151 $R_1 \approx 16$ св. дней. При этом была использована ими же полученная оценка параметра ионизации $\lg U = -0.75$. В статье [15] ими приводится новое, пересмотренное значение $\lg U = -1.2$. Новое значение R_1 в таком случае составляет 27 св. дней. В однородной модели распределения облаков величину R_1 естественно отождествить с тем расстоянием от центра ОФША, на котором фактор покрытия равен 1/2. Тогда, в соответствии с формулой (1) статьи [8], $R = R_1/\ln 2$. Отсюда получаем оценку $R \approx 40$ св. дней.



Рис. 1. Днаграмма «амплитуда—параметр S» для NGC 4151. Значения амплитуда наблюдаемых вариаций в линиях вычислены по данным: I — Черепащука и Лютого [2], II — Антонуччи в Козна [11]. III — Ульрих в др. [14]. Теоретические кривые: 1 — однородная модель распределения облаков (1a: $d\tau = 0.15$, $\Delta A_c = 10$; 1b: $d\tau = 0.2$, $\Delta A_c = 5$; 1X: $d\tau = 0.02$, $\Delta A_c = 1$); 2 — модель с полостью, $R_0/R = 0.5$, $d\tau = 0.15$, $\Delta A_c = 10$; q_s — квазистационарная зависимость, $\Delta A_c = 10$.

Теперь о параметрах ионизующей вспышки. Поскольку форма вспышек в наблюдаемом континууме отлична от прямоутольной, следует еще решить, что, собственно, следует подставлять в формулу (7) в качестве dt и ΔA_c . Определим амплитуду ΔA_c естественным образом, как максимальное относительное приращение потока в континууме. Тогда длительность dt естественно определить как частное от деления полной энергии

65

5-21

излучения, нопущенного в данном спектральном диапазоне в ходе вспыш-ки, на оветимость вспышки в том же диапазоне в ее максимуме.

Достаточно подробные наблюдения быстрой переменности континуума: у NGC 4151 имеются к настоящему временн только для рентгеновского и оптического диапазонов длин волн. Длительность и амплиту за типичной. вспышки NGC 4151 в диапазоне 2—10 къВ: $dt = 1-2^d$, $\Delta A_c \approx 1$ [18, 19]



At(d)

Рис. 2. Диаграмма «амплитуда — время запаздывения» для NGC 4151. Обозваче-ния те же, что и на рис. 1.

Составная оптическая вспышка, построенная Лютым [3, 20] путем совмещения нескольких вспышек NGC 4151, зарегистрированных в полосе U, имеет характерные параметры $dt = 12-14^d$, $\Delta A_c \approx 1$. Для активного события, наблюдавшегося Антонуччи и Коэном [11], амплитуда вспышки внезвездном оптическом континууме $\Delta A_c \gtrsim 3$ (длительность в данном случае найти нельзя из-за недостаточно высокого разрешения наблюдений во времени).

На рис. 1 вместе с наблюдаемой представлены теоретические зависимости «амплитуда—параметр S». Кривые 1Х, 1а и 1b отвечают однород-ной модели. Они рассчитаны по формуле (7). В случае 1Х в качестве параметров ионизующей вспышки приняты параметры типичной вспышки в рентгене: $d\tau = 0.02$ и $\Delta A_c = 1$. В случае 1а принято $d\tau = 0.15$ (длитель-- ность типичной оптической вспышки) и $\Delta A_e = 10$; в случае 1b — d=0.2, $\Delta A_e = 5$. Во всех случаях при пересчете dt в $d\tau$ принято R = 40 св. дней. Как видим, кривая 1X совершенно не согласуется с наблюдениями, следовательно, реальные параметры вспышки в ионизующем континууме далеки от таковых для вспышки в диапазоне 2—10 къВ. В случаях 1а, 1b и длительность и амплитуда много больше, чем в случае 1X, и кривые согласуются с наблюдениями в целом гораздо лучше.

На рис. 1 показана также квазистационарная зависимость $\Delta A(s)$ для случая $\Delta A_c = 10$ (кривая *qs*). На вид квазистационарной зависимости не влияет ни структура ОФША, ни выбор фазовой функции; он определяется только амплитудой ионизующей вспышки в соответствии с формулой

$$(\Delta A)_{as} = (1 + \Delta A_c)^s - 1.$$
 (8)

Как видно из рис. 1, точка «Mg II» лежит далеко от теоретических кривых 1а, 1b. Для соответствующего линии Mg II 2800 А малого значения S амплитуда вспышки в этой линии слишком высока. Кривая qS, рассчитанная для той же, что и в случае 1а, амплитуды ионизующей вспышки, в отличие от кривой 1а, совершенно не похожа на наблюдаемую зависимость в целом; зато она проходит рядом с точкой «Mg II». Объяснить это можно, если предположить наличие резкого отрицательного радиального градиента в содержании ионов магния в ОФША. Если ионы маглия сосредоточены в основном в облаках внутри некоторой центральной зоны ОФША, причем размеры этой зоны, выраженные в световых единицах, значительно меньше длительности ионизующей вспышки, то поведение линий Mg II должно быть квазистационарным. Но, конечно, возможно и то, что для линии Mg II 2800 А значение S, следующее из современных фотоионизационных моделей, неверно (слишком мало).

Зависимости $\Delta A(s)$ и $\Delta t(s)$ (формулы (6) и (7)) параметрически задают зависимость $\Delta A(\Delta t)$. Кривые 1а, 1b на рис. 2 графически воспроизводят эту зависимость для случаев $d\tau = 0.15$, $\Delta A_c = 10$ и $d\tau = 0.2$, $\Delta A_c = 5$ (как и прежде, R = 40 св. дней). Наблюдательная диаграмма « $\Delta A - \Delta t$ » интересна тем, что для ее построения требуются только сами данные по быстрой спектральной переменности; какая-либо дополнительная, теоретическая информация (например, информация о значениях параметра s) не нужна. Из рис. 2 видно, что кривые 1а, 1b в целом согласуются с наблюдениями.

4. Влияние равмеров и радиальной структуры ОФШЛ на амплитуды вспышек в линиях. Из формул (6) и (7) следует, что для любой заданной линии время задержки Δt прямо пропорционально, а амплитуда обратно пропорциональна величине характерного радиуса ОФШЛ R. Таково влияние размеров в однородной модели. Можно показать, что этот вывод не зависит от выбора фазовой функции.

Рассмотрим модель изотропной ОФША, имеющей внутреннюю зону радиуса R_0 , свободную от облаков. Вне этой зоны сблака распределены однородно ($\alpha = const$); следовательно, ОФША «ограничена излучением». В статье [9] показано, что для любой линии, независимо от величины пзраметра S, время задержки в модели с полостью не может быть меньше некоторого предельного значения, равного $2R_0/c$. Этот вывод получен в предположении, что фазовая функция элементарного объема ОФША описывается формулой (1); можно, однако, показать, что он справедлив и вообще для любой фазовой функции, которая при изменении θ от 0 до π монотонно убывает (в частности для функции (2)). Предположение о том, что распределение облаков вне полости однородно, в сферически-симметричной модели также несущественно. Радиальное распределение вне полости может быть любым. Легко показать, что и тогда величина $2R_0/c$ остается нижним пределом времени запаздывания.

Структура ОФШЛ влияет на времена запаздывания; она влияет и на амплитуды, однако характер этого влияния таков, что из анализа одних лишь амплитуд каких-либо заключений о структуре ОФШЛ сделать в настоящее время практически невозможно. На рис. 1 показана теоретическая зависимость $\Delta A(s)$, рассчитанная для случая $R_0/R = 0.5$ (кривая 2; соответствующие формулы мы не приводим, так как они довольно громоздки). Значения параметров ионизующей вспышки и параметра $\alpha (=R^{-1})$ те же, что и в случае кривой 1а.

При $0 \le s \le 0.85$ кривые 1а и 2 на рис. 1 мало чем отличаются, а при $s \ge 0.85$ сравнение некорректно, так как формула (7) применима при $0 \le s \le 1 - d^2$. В то же время для линий с $s \sim 1$ наблюдательные оценки ΔA являются только лишь нижними сределами, поэтому различия между зависимостями ΔA (s) в разных моделях структуры в настоящее время практического значения не имеют.

Иначе обстоит дело с диаграммой «амплитуда—время запаздывания». Наблюдательная информация о задержках ограничивает выбор моделей структуры. Кривые 1а и 2 на рис. 2, рассчитанные для тех же моделей, что и кривые 1а и 2 на рис. 1, резко отличаются по степени соответствия наблюдательным данным. Кривая 2, отвечающая модели с полостью, совершенно с этими данными не согласуется.

5. Роль фавовой функции. Физически максимально возможная анизотропия излучения фотоионизуемого облака в линии описывается формулой (1). Модели ОФШЛ с фазовой функцией (1) подробно рассмотрены в статьях [8] и [9]. Если в жачестве фазовой функции элементарного объема ОФША принята функция (1), в однородной модели облачного агрегата величины задержек можно найти с помощью формулы (6), положив в ней C = 1.594 (тогда $0 \le h(s) < 1.5 \cdot 10^{-3}$ при $0 \le s \le 1$, что следует из численных расчетов). Таким образом, в случае экстремальной фазовой функции величины задержек в 1.6 раза больше, чем в случае принятой выше фазовой функции (2).

Различие в амплитудах меньше. В разделе 2 мы вывели выражение для амплитуд в однородной модели, приняв в качестве фазовой функции функцию (2). В случае фазовой функции (1) аналогичным образом выведенное выражение имеет вид

$$\Delta A(s) = \frac{1.23 \left(1.6 \left(1-s\right)\right)^{2(1-s)} e^{1.6(s-1)}}{\Gamma(3-2s)} c_1(s) \left(\left(1+\Delta A_c\right)^s-1\right) d^{\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

где 0.997 < сі (s) < 1.019 при $0 \le s \le 1$. Формула применима для линий с $0 \le s \le 1 - 0.6 d$ т. Отношение ΔA (s) для фазовой функции (1) к $\Delta A(s)$ для фазовой функции (2) при изменении s от 0 до 1 монотонью меняется от 0.88 до 0.72.

Следовательно, если бы в разделе 3 мы сопоставляли наблюдаемые значения амплитуд с теоретическими, рассчитанными для случая фазовой функции (1), а не (2), то наш вывод о характеристиках ионизующей вспышки по существу остался бы прежним.

6. Заключение. Итак, мы рассмотрели вволюцию эмиссионного спектра активного ядра в ходе отдельного активного события, чтобы выяснить, какая физическая информация может быть получена из анализа амплитуд наблюдаемых вариаций в линиях. Оказалось, что прежде всего это характеристики ионизующей вспышки, именно, ее длительность и амплитуда.

Мы построили теоретические зависимости «амплитуда—параметр S» и «амплитуда—время запаздывания», где амплитуда определяется как максимальное относительное приращение потока в линии, параметр S есть показатель степени в выражении, задающем зависимость светимости титичного облака ОФШЛ в линии от величины падающего на него ионизующего потока ($L \propto F^*$, значение S зависит от выбора линии), время запаздывания есть время запаздывания максимума вспышки в линии относительно максимума вспышки в ионизующем континууме. Предполагалось, что ОФШЛ изотропна относительно ионизующего источника, и что сблака ОФШЛ изотропна относительно ионизующего источника, и что сблака опубликованными данными [2, 11, 14] по спектральной переменности сейфертовской галактики NGC 4151. Из втого сопоставления мы получили оценку параметров вспышки в ненаблюдаемом ионизующем континууме: у NGC 4151 и длительность и амплитуда типичной вспышки в этом континууме значительно (возможно на порядок) больше, чем в наблюдаемом рентгене; т. е. ее параметры ближе к параметрам оптической вспышки.

Ленинградский государственный университет

RAPID SPECTRAL VARIABILITY OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI. THE AMPLITUDES OF VARIATIONS IN LINES

I. I. SHEVCHENKO

The evolution of the emission-line spectrum of an active nucleus during a separate active event is considered. It is assumed that: 1) the distribution of line-emitting clouds in the broad-line region is isotropic in relation to the ionizing source; 2) the typical cloud emits in lines mainly from the side illuminated by the source; 3) the luminosity of the typical cloud in a line is proportional to the power s of the incident ionizing flux $(L \propto F^*)$, the value of s depends on the choice of a line). The relations $\Delta A(s)$ and $\Delta A(\Delta t)$ are deduced, where ΔA is the maximal relative increment of the flux in a line (the amplitude), Δt is the time lag between the maximum of the ionizing continuum flare and the maximum of the flare in a line. The relations are compared to the available data on the spectral variability of the Seyfert galaxy NGC 4151. In particular, a conclusion is made that the duration and the amplitude of a typical flare of NGC 4151 in the unobservable ionizing continuum both substantially exceed that in the observable X-ray (perhaps by an order of magnitude).

ЛИТЕРАТУРА

4-

1. В. М. Лютый, А. М. Черепащук, Астрон. циркуляр, № 633, 1971.

- 2. А. М. Черепацук, В. М. Лютый, Astrophys. Lett., 13, 165, 1973.
- 3. В. М. Лютый, Астрон. ж., 54, 1153, 1977.

4. Н. Г. Бочкарев, С. П. Пуденко, Письма в Астрон. ж., 1, 12, 1975.

- 5. С. Н. Фабрика, Астрон. циркуляр, № 1109, 1980.
- 6. И. И. Антохин, Н. Г. Бочкарев, Астрон. ж., 60, 448, 1983.
- 7. R. D. Blandford, C. F. McKee, Astrophys. J., 255, 419, 1982.
- 8. И. И. Шевченко, Письма в Астрон. ж., 10, 896, 1984.

9. И. И. Шевченко, Письма в Астрон. ж., 11, 63, 1985.

10. J. Kwan, Ann. N.-Y. Acad. Sci., 422, 284, 1984.

11. R. R. J. Antonucci, R. D. Cohen, Astrophys. J., 271, 564, 1983.

12. И. И. Шевченко, Письма в Астрон. ж., 11, 432, 1985.

13. G. J. Ferland, H. Nelzer, G. A. Shields, Astrophys. J., 232, 382, 1979.

- 14. M. H. Ulrtch, A. Boksenberg, G. E. Bromage, J. Clavel, A. Elvias, M. V. Penston, G. C. Perola, M. Pettini, M. A. J. Snijders, E. G. Tanzi, M. Tarenghi, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 221, 1984.
- 15. R. Mushotzky, G. J. Ferland, Astrophys. J., 278, 558, 1984.
- 16. J. Kwan. Astrophys. J., 283, 70, 1984.
- 17. G.-J. Ferland, R. F. Mushotzky. Astrophys. J., 262, 564, 1982.
- 18. R. F. Mushotzky, S. S. Holt, P. J. Serlemitsos. Astrophys. J., 225, L 115, 1978.
- 19. A. Lawrence, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 192, 83, 1980.
- 20. В. М. Лютый, в сб. «Астрофизика и космическая физика», ред. Р. А. Сюняев, Наука, М., 1982, отр. 66.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск р

УДК: 524.77:524.52

О ПРОИСХОЖДЕНИИ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОГО ГАЗА В СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК И ИСТОЧНИКАХ ЕГО ЭНЕРГИИ

В. Г. ГОРБАЦКИЙ Поступила 16 июля 1987

Обсуждаются данные о содержании Fe в межгалахтической среде (МГГ) и о массе среды. Рассмотрена эволюция содержания железа в МГГ и теоретические выводы сопоставлены с наблюдательными данными для скоплений галактик. Установлено, что в преобладающей доле МГГ состоит из межзвездного газа, выметенного галактическим ветром из галактик скопления в межгалактическое пространство. Указано на некоторые следствия из этого факта, в частности, в отношении проблемы источников нагрева МГГ.

1. Введение. Горячий разреженный газ в скоплениях галактик, обнаруженный более десяти лет тому назад по его рентгеновскому излучению, первоначально считался «остатком» того дозвездного газа, из которого, по предположению, сформировались галактики. Однако, впоследствии, в рентгеновских спектрах излучения скоплений наблюдались линии Fe²⁴⁺ и Fe²⁵⁺ (бленда при 6.7 къВ). Так как эти ионы не могли содержаться в «первичном» тазе, поскольку по современным представлениям Fe может синтезироваться только в звездах, вспыхивающих как сверхновые, то, по крайней мере частично, межгалактическая среда должна состоять из вещества, выброшенного звездами. Опубликованные к настоящему времени данные о содержании Fe в скоплениях различных типов позволяют составить более полное представление о том, какая доля межгалактической среды по своему происхождению является вторичной и о том, каким путем был обеспечен нагрев этой среды до наблюдаемых температур 107—108 К.

2. Количество межгалактического газа (МГГ) в скоплениях. Содержание излучающего в рентгеновском диапазоне (2—60 квВ) газа в скоплениях галактик обычно оценивается из наблюдений при посредстве равновесных политропных моделей газа в гравитационном поле, создаваемом галактиками скопления. Получаемое таким путем значение массы газа (Жгаз) оказывается зависящим от величины параметра β— отношения
удельной кинетической энергии галактик к тепловой энергии газа. При определениях \mathfrak{M}_{ras} в [2] для ряда скоплений принято значение $\beta = 1$. В некоторых случаях, когда возможно найти из наблюдений распределение интенсивности излучения по скоплению, при $\beta < 1$ получается лучшее согласие с наблюдениями. Так, например, для окопления А 2319 наилучшее согласие с наблюдениями имеет место при $\beta = 0.5$. При таком значении β масса излучающего газа получается втрое большей, чем при $\beta = 1$, и поэтому величина \mathfrak{M}_{ras} , находившаяся в [2], близка к ее минималько возможному значению. Согласно [2] существует тесная корреляция между вириальной массой скопления \mathfrak{M}_{rus} :

$$\mathfrak{M}_{\rm vir} \simeq 10 \,\mathfrak{M}_{\rm ras}.\tag{2}$$

Так как масса галактик, находимая по их оптической светимости, составляет около 0.05 от вириальной массы всего скопления, то она, в среднем, вдвое меньше, чем масса газа в пространстве между галактиками.

3. Содержание желева в МГГ. Тщательный анализ рентгеновских спектров для выборки, содержащей 22 скопления, подтвердил полученное ранее (см., например, [1]) значение отношения \overline{Z} массы Fe к массе H [2]:

$$\overline{Z} = \left[\frac{\mathrm{Fe}}{\mathrm{H}}\right]_{\mathrm{cx}} \simeq 0.5 \, Z_{\mathrm{\odot}}.\tag{2'}$$

Среди скоплений выборки имеются богатые, бедные и с различной степенью регулярности, причем два из них сравнительно далекие (у 3С 295 z = 0.461 и у 0016 + 16 z = 0.54). Близкое к указанному значение найдено в [3] для бедного скопления 2А 0335+0.96. Таким образом, значение \overline{Z} в пределах погрешности определений (оцениваемой в несколько сотых) оказывается не зависящим ни от богатства скопления, ни от степени компактности. Оно также остается одинаковым при изменении в широких пределах содержания МГГ в скоплениях.

Относительно происхождения Fe и попадания этого элемента в пространство, занимаемое окоплением, возможны две точки эрения:

a) железо синтезировано при вспышках сверхновых в уже образовавшихся талактиках и оттуда поступило в составе межэвездного газа в межгалактическое пространство;

6) желево образовалось еще до формирования галактик скопления при эволюции свержмассивных объектов и звезд III типа населения [4].

О втором из указанных процессов будет сказано в конце статья, а здесь подробнее рассмотрим первый из них, поскольку он более соответствует существующим взглядам на проблему образования скоплений.

Межэвездная среда может удаляться из галактик скопления в результате следующих процессов: I. Истечение в форме галактического ветра.

II. «Обдирание» газа галактики при ее движении через межгалактическую среду.

III. Потеря газа при взаимодействиях галактик друг с другом (приливы, слияние и т. п.).

Эффективность процессов II и III больше в богатых скоплениях, чем в бедных и менее компактных. Из отсутствия различий в величине Z у скоплений богатых и бедных в [2] и [3] сделан вывод о том, что межзвездная среда удаляется из галактик скоплений преимущественно путем истечения типа галактического ветра, который является универсальным механизмом пополнения массы МГГ.

4. Эволюция содержания Fe в МГГ. Поскольку количество Fe, содержащегося вне галактик скопления, такое же или больше, чем в галактиках (если не учитывать присутствия в них «темного вещества»), то в предположении постоянства массы галактик возникает противоречие с теорией кимической аволюции галактик, которое было отмечено в ряде работ (см., например, [5]). Существующие в настоящее время галактики не могли произвести следующее из наблюдений ренттеновского излучения скоплений количество Fe, если их масса не была первоначально значительно большей, чем теперешняя. Для оценки этой массы рассмотрим простую модель, представляющую изменение со временем величины в МГГ.

Примем, что все галактики скопления обособились одновременно и вначале не содержали элементов тяжелее Не (при t = 0, Z = 0). Пусть -средняя плотность р межзвездного вещества в них при t = 0 $p = p_0$. Эволюция р описывается уравнением

$$\frac{dq}{dt} = -f + E - q, \qquad (3)$$

где через f обозначена скорость стока газа в звезды в результате звездообразования, E — скорость притока газа от звезд и q — скорость потери газа галактикой при истечении его в межгалактическое пространство. Возможной аккрецией газа на галактику пренебрегаем.

Скорость поступления Fe из галактик в межгалактическое пространство определяется величиной Zq, где Z(t) — относительное содержанис железа в галактиках. Содержание Fe в МГГ к моменту $t - \overline{Z}(t)$ находится из условия (в предположении q > 0)

$$\overline{Z}(t) = \int_{0}^{t} Zqdt / \int_{0}^{t} qdt + Q, \qquad (4)$$

В. Г. ГОРБАЦКИЙ

где через Q обозначена плотность МГГ в начальный момент и принимается мгновенное перемешивание газа по всему объему, занимаемому скоплением. Так как Z'(t) > 0, то, очевидно, $\overline{Z}(t) < Z(t)$.

Ивменение Z со временем находится из уравнения

$$\frac{d(Z_{\rm P})}{dt} = -Zf + E_Z - Zq, \tag{5}$$

которое при учете (3) записывается в виде

$$\rho \frac{dZ}{dt} = E(K-Z). \tag{5'}$$

Здесь $K = \frac{E_z}{E} -$ доля Fe в газе, теряемом звездами.

Из уравнений (3) и (5') при известных зависимостях функций f, E, q и K от t и p можно получить Z(t) и далее, при посредстве (4) также $\overline{Z}(t)$. Что касается f, то часто используют выражение

$$f = a(t) \varphi^2. \tag{6}$$

При употребляемом в теории химической вволющии галактик условии о «мтновенном возврате массы» для величины Е имеем:

$$E = r(t) f, \tag{7}$$

где 1-r(t) — доля вещества, переходящая в «звездные остатки». Относительно вида q затруднительно высказать вполне обоснованные заключения. Если галактический ветер обуславливается давлением излучения образующихся горячих звезд, то можно принять

$$q = b(t) \varphi^3. \tag{8}$$

Величина K должна возрастать со временем. Точное определение зависимости K(t) потребовало бы полного решения проблемы химической эволюции галактик, которото сейчас нет. Для оценки K воспользуемся часто делаемым предположением об универсальности «начальной функции масс» (см., например, [6]). Запишем величину a(t) (при указанном предположении ее можно считать постоянной) в виде $a = a_{SN} + a_*$, где слагаемое a_{SN} относится к эвездам, вспыхивающим как сверхновые, а слагаемое $a_* - к$ остальным звездам. Доля первоначальной массы сверхновой, сбрасываемой в процессе эволюции и с содержанием Fe, равным Z, составляет r_{SN} а $1 - r_{SN}$ приходится на железо (Z = 1) в "остатке" или выброшенное в межзвездное пространство. Тогда величива K представляется в следующем виде:

происхождение газа в скоплениях галактик

$$K = Z + \frac{(1 - r_{SN}) a_{SN}}{r_{SN} a_{SN} + r_* a_*} = Z + A.$$
(9)

Значение $A \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$.

Заметим, что уравнения вида (3), часто встречающиеся при решении экологических проблем (см., например, [7]), и ранее использовались в связи с астрофизическими задачами. Так, для процессов звездообразования в [8] была рассмотрена система аналогичных уравнений и обсуждалась устойчивость эволюционных решений. Уравнение типа (3) было получено в [9] и при посредстве его изучалась эволюция содержания газа в галактиках (в случае q=0). Оказалось, что при существующих в Галактике условиях стационарный режим р = const устанавливается за время порядка 10⁸ лет, причем величина р близка к наблюдаемому значению плотности межэвездной среды в галактическом диске. Таким образом, приближение q = 0 в рассмотренном в [9] случае оправдалось. Однако в эпоху бурного эвездообразования на ранних стадиях эволюции галактики (t < t, < 10⁹ лет) частота вспыщек СН должна в сотни раз превосходить наблюдаемую в настоящее время. Этим обуславливается сильный галактический ветер и быстрое повышение содержания Fe в МГГ.

Оценим величину $\overline{Z}(t)$ для межгалактического газа, принимая a, bи r постоянными. Из (3) и (5') при учете (9) и начальном условии t = 0, $\rho = \rho_0$ находим:

$$p = \frac{\rho_0}{1 + t/t_0 + sZ(t)},$$
 (10)

где $s = b \rho_0 / raA$ и

$$t_0 = [a(1-r)\rho_0]^{-1}$$
(11)

— характерное время звездообразования в начальную эпоху (при отсутствии в «протогалактике» тяжелых элементов).

Учитывая, что Z(0) = 0 и считая $sZ(t) \ll 1$ из (5') и (10) имеем

$$Z(t) \approx A \frac{r}{1-r} \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right)$$
(12)

Используя это выражение, а также (8), по (4) при Q = 0 получим

$$\overline{Z}(t) = \frac{1}{2} A \frac{r}{1-r} \left[1 - \frac{2 \ln\left(1 + \frac{t}{t_0}\right)}{2 \frac{t}{t_0} + \left(\frac{t}{t_0}\right)^2} \right].$$
(13)

При $t = t_* \approx (2+3) t_0$

$$\overline{Z}(t_*) \approx \frac{1}{2} Z(t_*). \tag{14}$$

Как отмечено выше, при $t > t_*$ поступление Fe в межэвездную среду происходит гораздо медленнее, и, по-видимому, наблюдаемое среднекосмическое содержание Fe в Галактике ($Z \approx Z_{\odot}$) создалось на ранних этапах ее эволюции. Тогда, считая это обстоятельство типичным для галактик, имеем $Z(t_*) \approx Z_{\odot}$ и, как следствие, соотношение (2). Близкий результат получается и при меняющихся достаточно медленко *a*, *b* и *r*, а также при q = const.

Соотношение (2) показывает, что масса газа, выброшенного галактиками скопления в межгалактическое пространство, приблизительно равна удвоенной современной массе галактик (без учета «темного вещества»). Поскольку масса МГГ в настоящее время в среднем вдвое превосходит массу галактик, то получается, что подавляющая доля газа, излучающего в рентгеновском диапазоне, обеспечена выбросом межэвездной среды из галактик скопления (өтим обстоятельством оправдывается и предположение Q = 0). Масса галактик при образовании скопления должна была приблизительно втрое превышать нынешнюю. Конечно, здесь можно говорить только о среднем для всего скопления, а не для отдельных галактик.

5. Нагревание межгалактической среды. Среднее значение температуры МГГ у скоплений находится в сравнительно узком интервале $7.3 \leq \leq \lg T \leq 8.0$ (T в K) при различиях рентгеновской светимости, превосхоходящих два порядка [10]. Если исключить центральные области окоплений (r < 0.5 Мпк), то разброс значений T становится еще меньшим.

Как известно, время охлаждения газа при столь высоких температурах и өлектронной концентрации $n_e < 10^{-3}$ см⁻³ сравнимо со временем существования скопления и даже может превосходить его. Так как почти весь МГГ образовался за счет выметания межзвездной среды из галактик скопления, то имеется две возможности: либо газ был натрет еще во время пребывания в галактике, либо уже находясь в межгалактическом пространстве (нагрев в гало галактики можно считать происходящим вне ее).

При достаточно большой частоте вспышек сверхновых звезд возможен нагрев газа внутри галактики до температур, превосходящих 10⁸ К (см., например, [11]), однако при истечении нагретого газа в межгалактическое пространство его плотность должна уменьшаться на два-три порядка и соответственно будет происходить охлаждение до температур 10⁴÷ 10⁵ К вследствие адиабатического расширения. Более правдоподобным представляется механизм нагрева МГГ космическими лучами, образующимися при вспышках сверхновых [12].

Малость различий в значении T у скоплений разной структуры и богатства дает основание предполагать существование универсального механизма нагрева. Динамический нагрев за счет кинетической энергин галактик скопления, по-видимому, может играть лишь второстепенную роль [1], [12]. Нагревание газа вследствие его падения в потенциальную яму может играть основную роль только для областей, близких к центру скопления, или вблизи сD-галактик [12].

При нагреве космическими лучами температуры у различных скоплений должны быть мало различающимися, так как масса газа в скоплениях приблизительно пропорциональна первоначальной массе галактик, а производительность внергии в форме космических лучей также пропорциональна массе, содержащейся в талактиках. С учетом выводов, полученных в разделе. 3 относительно массы, первоначально содержавшейся в галактиках, можно уточнить, по сравнению с [12], оценку внергии, освобождающейся в галактиках в форме космических лучей.

Количество Fe в скоплении (включая галактики и межгалактическую. среду) составляет, при учете (1) и (2),

$$\mathfrak{M}_{\mathrm{Fe}} = \overline{Z}(t) \,\mathfrak{M}_{\mathrm{ran}} + Z(t) \,\mathfrak{M}_{\mathrm{ran}} \approx 2 \cdot 10^{-4} \,\mathfrak{M}_{\mathrm{vir}}.$$

Считая, что при одной вспышке сверхновой в межзвездное пространство поступает 0.1 \mathfrak{M}_{\odot} железа, получаем число вспышек, необходимое для. производства всей массы Fe, содержащейся в скоплении

$$N_{\rm scn.} \approx 2 \cdot 10^{-3} \, \mathfrak{M}_{\rm vir} \, / \mathfrak{M}_{\odot}.$$

Принимая выделение в результате вспышки энергии в форме космических лучей, равной 5.10⁵⁰ врг, получаем полное количество энергии в. этой форме, освободившееся за время жизни скопления:

$$E_{\mathrm{x.a.}} \approx 10^{48} \, \mathrm{M_{vir}} / \mathrm{M_{\odot}}.$$

Тепловая энергия межгалактического газа при учете соотношения (2) составляет

$$E_{\text{rens.}} = \frac{3}{2} \frac{R^*}{\mu} \mathfrak{M}_{\text{res}} \langle T \rangle \approx 2.4 \cdot 10^7 \mathfrak{M}_{\text{vir}} \langle T \rangle$$

и оказывается равной $E_{x.A.}$ при $\langle T \rangle \approx 2 \cdot 10^7$ К. Таким образом, энергии космических лучей, образующихся при вспышках сверхновых в галактиках скопления, достаточно, чтобы нагреть межгалактический газ до температур, близких к наблюдаемым — по крайней мере, во внешних областях скоплений. 6. Заключительные замечания. Из сказанного в данной статье следует, что эволюцию межгалактической среды нужно исследовать совместно с эволюцией галактик скопления. Для этого необходимо, в частности, знание начальной функции масс на разных этапах эволюции галактики. Если она имеет, как обычно принимается, вид степенной функции

$$f(\mathfrak{M}) \sim \mathfrak{M}^{-(1+\alpha)}, \ \alpha \approx 0.3 + 2$$

и не меняется со временем, то количество образующихся в галактиках скопления звезд с массой, находящейся в интервале $2 \leq \mathfrak{M}_* \, \mathfrak{M}_\odot \leq 8$, должно более чем на порядок превосходить число сверхновых, у которых массы $\mathfrak{M}_{SN} \gtrsim 8 \, \mathfrak{M}_\odot$. В таком случае суммарная масса белых карликов — остатков звезд, обладающих умеренной массой и закончивших свою эволюцию за время существования скопления, должна быть не менее 0.1 \mathfrak{M}_{vir} . Еще больше массы должно содержаться в ввездах, у которых $\mathfrak{M}_* < \mathfrak{M}_\odot$. Возможно, что их присутствие и обуславливает, в основном, значение массы скоплений, определяемое по их динамическим свойствам.

В качестве альтернативы рассмотренной простой модели химической вволюции МГГ можно, как уже отмечено выше, предполагать сбразование Fe при вволюции сверхмассивных звезд на стадии до образования скоплений. Доводом в пользу такой альтернативы может служить несколько странное обстоятельство, демонстрируемое результатами раздела 3. В случае справедливости рассмотренной там модели практически весь первичный газ, из которого образовались, по предположению, галактики, вошел в их объем — в межгалактическом пространстве его осталось очень мало. Все же теория образования скоплений и талактик из сбъектов III типа населения не разработана настолько, чтобы можно было делать какие-либо определенные выводы об эволюции образующейся в таких условиях межгалактической среды.

Ленинградский государственный университет

ON THE ORIGIN OF INTERGALACTIC GAS IN CLUSTERS OF GALAXIES AND SOURCES OF ITS ENERGY

V. G. GORBATSKY

The data on Fe adundances in intergalactic gas (IGG) and on mass of IGG are briefly discussed. The evolution of this abundance is considered and results of calculations are compared with the observational data on clusters of galaxies. It is found that the prevailing part of IGG consists of interstellar gas sweeped with the galactic wind from galaxies to intergalactic space. Some consequences of this fact are mentioned, in particular, related to the problem of heating of IGG.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Sarazin, Rev. Mod. Phys., 58, N 1, 1-106, 1986.

2. R. Rothenflug. M. Arnaud, Astron. and Astrophys., 144, 431, 1985.

3. K. P. Singh, N. J. Westergaard. H. W. Schnopper. Astrophys. J., 308, L51, 1986.

4. A. Kashlinsky, M. J. Rees, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 205, 955, 1983.

5. L. Vigroux, Astron. and Artrophys., 56, 473, 1977.

6. Л. С. Марочник, А. А. Сдиков, Галактика, Наука, М., 1984.

7. И. Призожин, От существующего к возникающему, Наука, М., 1985.

8. В. И. Корчазин, А. Д. Рябцев, Кан. н физ. неб. тел. 2, No 3, 3, 1986.

9. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 15, 637, 1980.

10. R. F. Mushotzky, Phys. Scr., 7, 157, 1984.

11. S. Ikeuchi, K. Tomisaka, J. P. Ostriker, Astrophys. J., 265, 583, 1983.

12. В. Г. Горбацкий, Астрофизика, 20, 61, 1984.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск 1

УДК: 524.62

О ПАРАМЕТРАХ КОВАРИАЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ГАЛАКТИК

Б. И. ФЕСЕНКО, Е. В. ОНУЧИНА Поступная 10 июля 1984 Принята к печати 10 декабря 1986

Рассмотрены двухточечные угловые коварнационные функции для двух выборок галактик с применением сокращенных методов анализа. Сделан вывод, что в предшествующих исследованиях амплитуда ковариационной функции в Ликских подсчетах завышалась, скорость убывания функции занижалась.

Двухточечная угловая ковариационная функция $w(\vartheta)$, где ϑ — угловое расстояние, является ценным инструментом для анализа природы распределения галактик. Ее параметры зависят не только от свойств пространственного распределения талактик, но и от искажений данных, определяемых свойствами межзвездной среды и непостоянством условий наблюдений [1]. Хотя свойства пространственного скучивания более адекватно описывает пространственная ковариационная функция $\xi(r)$, где r — расстояние, функция $w(\vartheta)$ ямеет важное преимущество: искажения данных легче исключить именно в этом случае. Ниже сравниваются амплитуды функций $w(\vartheta)$ для Ликских подсчетов [2] и для каталога МКГ [3]. По-видимому, в случае [3] анализ функции $w(\vartheta)$ с исключением возможной неоднородности данных и флуктуаций межзвездного ослабления здесь выполнен впервые.

Вначале приведем основные соотношения. Рассмотрим элементарные площадки неба размеров аха и обозначим $2^{2} \{n\}$ дисперсию чисел талактик n, наблюдаемых в таких площадках. Пренебрегая систематическими изменениями величины $\langle n \rangle$ от площадки к площадке, можно получить известное соотношение:

$$\langle w(\theta) \rangle_0 = \frac{\sigma^2 \{n\} - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2},$$
 (1)

где усреднение слева выполнено по всевозможным значениям 9 в парах точек внутри элементарной площадки. Если

$$w(\vartheta) = A\vartheta^{-\alpha}, A = \text{const},$$
 (2)

то

$$\langle w(i) \rangle_0 = A\beta a^{-1},$$
 (3)

где $\beta \approx 3.56 \, a^2 - 2.64 \, a + 2.12$, если $0.7 < a \leq 1.1$. Согласно [4] a = 0.74(оценено путем анализа корреляций чисел галактик при разных расстояниях между элементарными площадками). Тогда $\beta \approx 2.11$.

Разделим теперь элементарную площадку на две одинаковые прямоугольные части и обозначим n_1 и n_2 — наблюдаемые там числа галактик. Справедливо равенство:

$$\langle n_1 + n_2 \rangle v(\alpha)/2 + 1 = \langle (n_1 - n_2)^2 \rangle / \langle n_1 + n_2 \rangle, \qquad (4)$$

где $v(a) = \langle w(b) \rangle_1 - \langle w(b) \rangle_2$, причем символ $\langle ... \rangle_1$ обозначает усреднение значений ковариационной функции по значениям b во всевозможных парах точек из одного и того же прямоугольника, а $\langle ... \rangle_2$ – аналогичное усреднение для случая, когда парные точки берутся из разных прямоугольников. Учитывая общее соотношение

$$\langle w(\theta) \rangle = \int_{(0)} w(\theta) p(\theta) d\theta,$$

где $p(\vartheta)$ — плотность вероятности углового расстояния в рассматриваемом случае, можно получить для функции типа (2) соотношение

$$v(a) = A\beta' a^{-\alpha}, \tag{5}$$

где $\beta' \approx 3.89 \, a - 1.93$, если $0.7 < a \le 1.1$. При z = 0.74 имеем $\beta' \approx 0.95$.

Применение соотношений (1), (3), (4) и (5) позволяет намного уменьшить объем вычислений при сравнении параметров ковариационной функции в выборках разной глубины. Использование равенства (4) позволяет исключить эффект неоднородности данных и крупномасштабных колебаний межзвездного ослабления, так как величина $\langle (n_1 - n_2)^2 \rangle$ дает лоқальную, а не глобальную оценку флуктуаций. В дальнейшем мы заменим правую часть (4) величиной

$$\gamma = \left\langle \frac{(n_1 - n_2)^2}{n_1 + n_2} \right\rangle,\tag{6}$$

статистически более устойчивой. Можно показать, что новое равенство, где ϕ ункция v(a) по-прежнему определяется (5), остается достаточно точным.

В табл. 1 приводятся значения , полученные для всех галактик каталога [3] с $i < 70^\circ$ и с $n_1 + n_2 > 4$, для разных зон галактических широт b. Статистически значимой зависимости величины γ от зоны не обнаруживается. Усреднение по всем широтным зонам дает: $\langle \gamma \rangle = 3.38 \pm 0.24$. Это очень близко к значению 3.42 ± 0.39 , полученному для средней кратности галактик с $m_{rg} < 19^n$ в Ликских подсчетах в работе [5]. Заметим, что в случае каталога [3] величина $\langle \gamma \rangle$ соответствует областям $6^\circ \times 3^\circ$, а в Ликских подсчетах влементарная площадка была размерами $1^\circ \times 1^\circ$.

Таблица 1				
6	ï			
20−30° 30−40 40−60 >60°	3.70 <u>+</u> 0.58 3.15 0.37 3.12 0.49 3.91 0.61			

Для Ликских подсчетов, изученных в [5], $\langle n \rangle = 47.2$ и $\sigma^2 \{n\}/(n) = 3.42$ (при расчете дисперсии учитывался и иоключался эффект неравномерного межзвездного ослабления света) и по формуле (1) определяем

$$(w(\vartheta))_0 = 0.052 \pm 0.008.$$
 (7)

Согласно [4], $w(\vartheta) = 0.068 \vartheta^{-0.74}$, чему, с учетом (3), соответствует значение $\langle w(\vartheta) \rangle_0 = 0.143$. Расхождение этих результатов можно объяснить тем, что в [4] эффект межзвездной среды не учитывался.

Сравним ковариационные функции, определенные по данным Ликских подсчетов и каталога [3], используя масштабное соотношение: $A \sim D^{-1-*}$, приведенное в [4] и справедливое при $m \leq 20^m$. Здесь A — коэффициент в выражении (2), D — эффективное расстояние до галактик. Учитывая значение $\langle \gamma \rangle$ и равенства (4) и (5) при $\alpha = 0.74$ и $\beta' = 0.95$, получаем $A_{\text{мыг}} = 0.51 \pm 0.053$. А значению (7) соответствует значение $A_L = 0.0266 \pm 0.0040$ (использовано равенство (3)). Следовательно, $A_{\text{мыг}}/A_L = 19 \pm 2.6$.

Отношение поверхностных плотностей чисел галактик в Ликских подсчетах и в рассмотренной части каталога [3] составляет 45.7. Считая эффективное расстояние пропорциональным кубическому корню из плотности числа галактик и учитывая приведенное выше масштабное соотношение, получаем теоретическую оценку: $A_{\rm MRT}/A_L = 9.2$.

Согласне между наблюдательной и теоретической оценками отношения ковффициентов A_L и $A_{\text{им}}$ может быть достигнуто подбором параметра α . Зная величины $v(\alpha_{\text{им}})$ и $\langle w(\vartheta) \rangle_0$ и учитывая равенства:

$$\frac{A_{\text{mar}}}{A_L} = 45.7^{(1+\alpha)/3}, \quad \frac{A_{\text{mar}}}{A_L} = \frac{\upsilon (\alpha_{\text{mar}})}{\langle \upsilon (\vartheta) \rangle_0} \left(\frac{\alpha_{\text{mar}}}{\alpha_L}\right)^{\alpha} \frac{\beta}{\beta'},$$
$$\frac{\beta}{\beta'} \approx 5.13 - 3.73 \alpha, \quad 0.7 < \alpha \leq 1.1, \quad \alpha_{\text{mar}} = 6^{\circ} \text{ m } \alpha_L = 1^{\circ},$$

получаем оптимальную оценку: $\alpha = 1.1 \pm 0.1$.

Таким образом, утловая ковариационная функция характеризуется более быстрым убыванием при увеличении угловых расстояний, чем получено в [4]. Этот вывод получен после применения метода анализа данных наблюдений, уменьшающего эффект неравномерного межзвездного ослабления света.

Горьковский педагогический институт

ON THE PARAMETERS OF THE GALAXIAN COVARIANCE FUNCTION

B. I. FESSENKO, E. V. ONUCHINA

Angular two-point covariance functions are considered for two samples of galaxies with the applications of quick methods of analysis. In previous investigations the rate of the covariance function decrease was underestimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Фесенко, Письма в Астрон. ж., 4, 536, 1979.

- 2. C. D. Shane, C. A. Wirtanen, Publ. Lick. Observ., 22, 1, 1967.
- 3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Архипова, А. А. Красногорская, Морфологический каталог галактик, МГУ, I—IV, 1962-68.
- 4. E. G. Groth, P. J. E. Peebles, Astrophys. J., 217, 385, 1977.
- 5. Б. И. Фесенко, Н. П. Питьев, Астрон. ж., 51. 736, 1974.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.68+524.5

ГОРЯЧИЕ КОРОНЫ ГАЛАКТИК: ЭФФЕКТЫ ТЕМНОГО ГАЛО, МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

А. А. СУЧКОВ, В. Г. БЕРМАН Поступила 13 еюля 1986 Принята к печати 20 октября 1987

Исследуется динамика горячих корон галактик путем численного решения нелинейзных уравнений газодинамики для серии соответствующих моделей. Показано, что наблюдаемые короны могут представлять собой реликты «горячей» протогалактики, практически не изменившиеся после ~ 10⁹ лет начальной фазы быстрой эволюции. Квазистационарное состояние и удержание корон в галактике при этом обеспечивается одинаково эффективно как полем скрытой массы «темного гало», так и давлением горячей межгалактической среды. Наблюдательно различить эти два фактора можно по профилю температуры в короне, который оказывается разным для этих случаев. Сделан вывод, что короны и межгалактическая среда не могут быть теплопроводными: оказалось, что в этом случае короны или быстро исчезают, или, в противоречии с наблюдениями, быстро принимают температуру горячего межгалактического газа.

1. Введение. Форман и др. [1] по данным о 56 галактиках, полученным рентгеновской обсерваторией НЕАО-2, показали, что горячие газовые короны с температурой $T_x \approx 10^7 \text{K}$ и массой $M_x \sim (0.01 - 1) M_8$, где M_8 —звездная масса галактики, являются обычным элементом структуры гигантских эллиптических галактик.

Существует ряд работ, в которых анализируется воэможная структура корон в предположении о ее стационарности (определение профилей плотности и температуры); рассматривается также динамика квазистатического (слабонеравновесного) состояния, известная под названием теории «охлаждающихся» течений. В задачах такого рода делаются определенные предположения как о самом факте (квази) равновесия, так и о факторах, которые обуславливают такое состояние. Обычно рассматривается (квази) равновесие, обусловленное балансом гравитации темного гало и теплового давления, слегка нарушаемого потерями энергии на излучение (см., например, [2]). В работах [3—5] излучалась стационарная структура корон, в которых предполагалось полное тепловое равновесие, обеспечиваемое возмещением лучистых потерь тепловыми потоками из горяяей межгалактической среды (МГС), связанными с теплопроводностью корон (в работах [3, 4], учитывается также нагрев короны, связанный с активностью звезд).

Наряду с этим существует более общая проблема-о происхождении и эволюции горячих корон галактик. Её решение, в частности, должно дать ответы на вопросы: могут ли короны вообще находиться в состоянии истойчивого (квази) оавновесия: каковы на самом деле факторы, поддерживающие это состояние: каковы факторы, обуславливающие динамику корон и т. д. В настоящей работе мы анализируем: эту проблему на основе численного решения уравнений газодинамики для нестационарных моделей корон. Рассмотрена роль трех факторов, которые могут определять динамику корон: гравитация темного гало, давление горячей межгалактической среды, теплопроводность. В работах [6-8] мы показали, что короны вполне могут представлять собой остатки вещества «горячей» протогалактики, сохранившиеся с самого раннего периода Формирования звездной системы, когда происходило бурное звездообразование и мощное энерговыделение при вспышках сверхновых (активная фаза аволюции); аргументы в пользу такого механизма изложили Форман и др. [1] по данным о рассмотренных ими галактиках. В работе [8] показано, что даже сильнонеравновесные вначале короны довольно быстро приходят в квазиравновесное состояние, и что удерживаться в галактике они могут как скрытой массой темного гало, так и давлением межгалактической горячей среды. Ниже эти результаты подтверждены расчетами ряда новых моделей горячих корон; кроме того показано, что электронная теплопроводность делает невозможным существование наблюдаемых корон, и делается вывод, что в реальных системах она должна быть подавлена, скорее всего, магнитным полем.

2. Модель и основные уравнения. Для описания корон галактик численно решалась система уравнений газовой динамики в лагранжевых массовых переменных:

$$\frac{\partial R}{\partial t} = u, \tag{1}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -4\pi R^2 \frac{\partial P}{\partial M} - \frac{GM}{R^2} - f, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -4\pi P \frac{\partial R^2 u}{\partial M} - \frac{\Lambda \rho}{m^2} + 4\pi \frac{\partial W}{\partial M}, \qquad (3)$$

где R — расстояние от центра системы (система предполагается сферически симметричной), t — время, u — скорость, P — давление, ρ — плотность, $M = \int_{0}^{R} \rho(K') R'^{2} dR'$ — масса газа внутри сферы радиуса. R, G — гравитационная постоянная, f(R) — ускорение силы тяжести, создаваемой сферически симметричными распределениями скрытой M.(R) и звездной $M_*(R)$ масс, $\varepsilon = 3P/2\varepsilon$ — внутренняя энергия, Λ функция охлаждения [9], $m = 2.16 \cdot 10^{-24}$ г, $W = 4 = \varepsilon R^4 \times (T) \frac{\partial T}{\partial M}$, $x(T) = -5 \cdot 10^{-7} T^{5/2}$ эрг/с см град — козффициент электровной теплопроводности, T — температура.

В центре системы ставились естественные граничные условия: $u|_{M=0} = 0$, $W|_{M=0} = 0$. На внешней границе в случае отсутствия межгалактической среды $P|_{M=M_{x0}} = 0$, где M_{x0} — масса короны. Если же корона окружена МГС, то $u|_{M=M_{x0}+M_{ext}} = 0$, где M_{ext} — масса МГС. Граница МГС бралась достаточно далеко, так чтобы возмущения отнеравновесной короны не успевали доходить до нее за интересующее нас время, $t \sim 10^{10}$ лет. Повтому взятое нами условие по существу означает равенство нулю скорости на бесконечности. По температуре на периферии системы ставилось условие W = 0, которое также естественно для нашей задачи.

Во всех расчетах в начальный момент времени t = 0 газ предполагался покоящимся, т. е. u = 0.

Мы рассмотрели следующие модели корон. В моделях А: $M_s = 10^{11} M_{\odot}$, $R_s = 5$ кпк, $M_{x0} = 10^9 M_{\odot}$, $R_{x0} = R_s = 20$ кпк, $T_0 = 10^7$ K, $M_s = 2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ (или $M_s = 0$), где M_s и R_s – звездные масса и размер галактики, R_{x0} и T_0 – ее начальные радиус и температура, R_s — размер, в котором сосредоточена скрытая масса M_s (M_s бралась в виде $M_v \propto R$). Начальное распределение плотности газа в короне зада-валось в виде $n_0(R) = n_c (1 + R^2/4 \text{ кпк}^2)^{-1}$. В модели В: $M_s = 10^{12} M_{\odot}$, $R_s = 6.5$ кпк, $M_{x0} = 10^{12} M_{\odot}$, $R_{x0} = R_s = 200$ кпк, $T_0 = 2 \cdot 10^7$ K (кроме того, были рассчитаны варианты с линейно растущим профилем температуры), $M_s = 3 \cdot 10^{13} M_{\odot}$ (или $M_s = 0$), $n_0(R) = n_c (1 + R/20 \text{ кпк})^{-1}$.

Начальная плотность газа на границах корон $n_{\rm B} = n (R_{\rm s0})$ в моделях А и В равнялась $n_{\rm B} = 5 \cdot 10^{-4}$ см⁻³; примерно такова плотность. МГС в скоплении Дева.

Выбор этих моделей продиктован двумя обстоятельствами. Во-первых, модели А по своим параметрам близки к эллиптическим галактикам с коронами, по данным работы [1], а модели В—к центральной галактике в скоплении Дева М87 [10]. Во-вторых, сравнение результатов для моделей, различающихся на порядок массами и размерами, позволит судить о том, насколько общий характер имеют выводы, получаемые в нашей задаче.

Для каждой из моделей были проведены серии расчетов, в которых выяснялось влияние на структуру и динамику корон следующих факторов: 1) межгалактической среды, её плотности n_{ext} и температуры T_{ext} ; 2) скрытой массы темного гало; 3) эффектов теплопроводности.

3. Результаты и обсуждение. А) Нетеплопроводные короны. Анализ результатов позволяет выделить общие для всех вариантов расчетов характерные особенности.

1) Модели сравнительно быстро становятся квазиравновесными; даже в вариантах с сильно неравновесными начальными условиями, в которых на ранних стадиях эволюции скорость газа быстро возрастает до значений порядка скорости звука, за время $t \sim 10^9$ лет она устанавливается на уровне, меньшем скорости звука на 2—3 порядка. Это можно увидеть на примере одной из моделей, для которой на рис. 1 для различных моментов времени изображены распределения M(R), T(R) и ,u(R).

2) Температура газа в короне в течение всего времени расчета меняется сравнительно мало, и даже через $(5-10) \cdot 10^9$ лет она близка к начальному значению $T \sim 10^7$ К (см. рис. 1, 2).



Рис. 1. Профнан массы M, температуры T и скорости и для двух моментов времени в модели В без теплопроводности (x = 0) и скрытой массы ($M_x = 0$). В начальный можент корона непрерывно переходит в МГС: $T_{ext} = T_0$, n_{ext} убывает с R по тому же закону, что и плотность в короне. Штриховой линней изображено начальное распределение массы, $M(R)|_{t=0}$. Величины T, M, и и R даны в единицах $T_0 = 2 \cdot 10^7$ K, $1/2 \cdot M_{x0} = 5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, 200 км/с, $R_{x0} = 200$ кпк соответственно, время f дано в годах.



3) Масса корон M_x (в пределах начальных размеров R_{xo}) к этому же времени составляет не менее половины начальной массы (см. табл. 1).

R

Рис. 2. Профили температуры в нетеплопроводных моделях (x = 0) после фазы ы строй ваолюции (квазиравновесное состояние): а) модель А. Кривая $1 - n_{ext} = 0$ $M_* \neq 0$; $2 - n_{ext} = n_B$, $T_{ext} = T_0$, $M_* = C$; $3 - n_{ext} = n_B$, $T_{ext} = 2 \cdot T_0$, $M_* = 0$ $4 - n_{ext} = n_B$, $T_{ext} = T_0$, $M_* \neq 0$, $T_0 = 10^7$ K. b) модель В. Кривая $1 - n_{ext} = 0$, $M_* \neq 0$; $2 - n_{ext} = n_B$, $T_{ext} = T_0$, $M_* = 0$; $3 - n_{ext} = n_B$, T_0 в T_{ext} заданы линейно растущеми: $T = 10^7$ K (1 + R/200 кик), если R < 600 кгк, $T = 4 \cdot 10^7$ K пги R >>600 клк, $M_* = 0$. Величина R дана в единицах R_{x0} .

Все это дает возможность сделать вывод о природе и происхождении горячих корон галактик: современные короны вполне могут представлять вещество, сформировавшееся на ранних, активных стадиях эволюции галактик и с тех пор практически не изменившееся.

Чем удерживается в галактиках газ, имеющий столь высокую температуру? Без учета гравитации скрытой массы и давления горячей МГС газ в наших моделях безвозвратно покидает галактику. Однако введение хотя бы одного из этих факторов кардинально меняет ситуацию. Горячая МГС эффективно удерживает корону, даже если ее плотность мала и $M_{\tau} = 0$. В одной из моделей А плотность МГС составляла всего $n_{\rm ext} = 8 \cdot 10^{-5}$ см⁻³, что существенно меньше плотности МГС в ядре скопления Девы, $n = 5 \cdot 10^{-4}$ см⁻³, температура МГС $T_{\rm ext}$ была взята равной температуре короны $T_0 = 10^7$ К. Тем не менее, давление даже столь разреженной МГС оказалось достаточным, чтобы и через время $t \sim 10^{10}$ лет в короне оставалась масса газа $M_{\rm x} \approx 0.6$ $M_{\rm xo}$. Из табл. 1, где для различных моделей приведена масса газа M_x , не покидающего начального радиуса корон R_{xo} , видно, что если давление МГС сравнимо с давлением на внешней границе короны, то при $M_x = 0$ масса короны практически не изменяется, а в расчетах с $M_x \neq 0$ корона заметно увеличивает свою массу за счет перетока вещества из МГС.

Таблица 1

на стадии квази авновесного состояния						
Параметры моделей n _{ext} , T _{ext} , M _*	Модель	Доля массы в ядре, Ми/Мло	$A_{0\lambda \pi}$ массы в короне, M_x/M_{x0}			
Нетепл	опроводные м	одели, % = 0	2			
$n_{ext} = 0$	A	0.4	0.55			
$M_{\tau} \neq 0$	В	0.15	0.6			
$n_{\rm ext} = n_{\rm B}, \ T_{\rm ext} = T_0$	А	0.3	0.7			
<i>M</i> ₁ = 0	В	0.02	0.98			
$n_{\rm ext} = n_{\rm B}, \ T_{\rm ext} = T_0$	А	0.8	4			
$M_{\gamma} \neq 0$	В	0.4	4			
$ \begin{array}{c} n_{\text{ext}} = 0.2 \ n_{\text{B}}, \ T_{\text{ext}} = T_0 \\ M_{\text{v}} = 0 \end{array} $	A	0.1	0.55			
Тепло	проводные мо.	AGAH, $z \neq 0$				
$n_{\rm ext} = 0$	А	0.7	0			
$M_* \neq 0$	В	0.35	0.1			
$n_{\text{ext}} = n_B, \ T_{\text{ext}} = 2 \cdot T_0$ $M_* = 0$	A	0	0.8			
$n_{\text{ext}} = n_{\text{B}}, T_{\text{ext}} =$ = 10 ⁷ K (1+R/200 kmk) $M_{\text{y}} = 0$	В	0.01	0.99			

СТРУКТУРА МОДЕЛЕЙ ГОРЯЧИХ КОРОН ГАЛАКТИК НА СТАДИИ КВАЗИРАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ

Обращает на себя внимание следующий результат. Оказалось, что профиль температуры газа в короне зависит от того, чем удерживается: корона в галактике. Если МГС отсутствует ($n_{ext} = 0$) и корона формируется только в поле скрытой массы, то температура монотонно падает к периферии за исключением самой центральной области (см. рис. 2а и b, кривые 1). Другая картина наблюдается в моделях с $n_{ext} \neq 0$, $M_v = 0$, где корона удерживается давлением МГС. Если $n_{ext} \sim n_B$, то температура к периферии растет (рис. 2а и b, кривые 2, 3). При этом крутизна профиля завнсит от соотношения температур T_0 и T_{ext} . Если $n_{ext} \neq 0$ и $M. \neq 0$, то профиль температуры имеет максимум, который смещается со временем от периферии к центру короны (рис. 2a, кривая 4).

Таким образом характер профиля температуры дает возможность определить, чем удерживается корона в галактике: а) это скрытая масса, если температура короны падает с ростом R; б) в случае роста температуры—это горячая МГС; в) если профиль сложный, с максимумом, то действуют оба фактора.

Растущий к периферии профиль температуры, который реализуется в наших расчетах при $n_{ext} = n_B$, $M_* = 0$, предсказывается и в работе [2], развивающей теорию «охлаждающихся течений». Тем не менее, механизмы, ответственные за такое поведение T(R), по-видимому, разные. Мы рассчитали одну из моделей с $n_{ext} = n_B$ и $M_* = 0$, положив в уравнении (3) $\Lambda = 0$, то есть «выключили» лучистое охлаждение. Оказалось, что T(R) по-прежнему растет с увеличением R. Таким образом, в коронах галактих уменьшение температуры к центру в области гладкого, квазистациснарного течения может определяться динамическими эффектами, а не лучистыми потерями (конечно, в реальной ситуации эти эффектам неотделимы друг ог друга, но в теории «охлаждающихся» течений решается квазиравновесная задача, так что она ничего не может сказать о роли динамики).

На самом деле, как показывают наши расчеты, рассмотренные системы состоят по существу из двух областей. В центральной области, образующей ядро с радиусом в несколько килопарсек, доминирует лучистое охлаждение; здесь велика плотность газа и крайне мала температура. Ядро окружено протяженной оболочкой с низкой плотностью и высокой температурой, которая, собственно, и является горячей короной. Она простирается до расстояний $R \sim R_{xo}$. Ее параметры определяются в основном динамикой и слабо зависят от процессов излучения, поэтому вту область можно считать адиабатической. Ядро и оболочка разделены резкой границей, на которой температура и плотность испытывают скачок величиной 2—3 порядка (подробнее об этом см. в [6, 7]). Таким образом, в системе формируется структура с плотным холодным компактным ядром и протяженной горячей разреженной оболочкой. В табл. 1 приведены значения массы газа M_N , находящейся в ядерной области системы.

Б) Эффекты теплопроводности. Перейдем к результатам, полученным в предположении, что газ корон и МГС теплопроводен. На рис. 3 для случая $M, \neq 0$, $n_{ext} = 0$ (корона удерживается только скрытой массой) приведены профили T(R), M(R) и u(R) в различные моменты времени для модели А. Из рисунка видно, что теплопроводная корона очень быстро эволюционирует динамически. Физика процесса понятна: из-затеплопроводности происходит перекачка тепла из центра на периферию, в результате центральные области быстро охлаждаются и сжимаются, а с периферии газ быстро уходит из системы. Так, в модели А всего завремя $t \approx 10^9$ лет в ядро переходит масса $M_N \approx 0.7 M_{x0}$, а остальной газ вообще покидает пределы R_{x0} . Фактически этот результат означает, что теплопроводная корона, удерживаемая скрытой массой, существовать не может.



Рис. 3. Профили массы M, температуры T и скэрости и для двух моментов времени в теплопроводной ($z \neq 0$) модели A; $n_{ext} = 0$, $M_z \neq 0$. Величины T, M, $u \equiv R$ даны в единицах $2T_0 = 2 \cdot 10^7$ K, $1/2 \cdot M_{x0} = 5 \cdot 10^8$ M_{\odot} , 200 км/с, $R_{x0} = 20$ клк соответственно, время t дано в годах. Штриховыми линиями изображены распределения массы M и температуры T при t = 0. Пунктиром изображена область ядра.

В модели В из-за больших масштабов этот процесс идет медленнее; но конечный результат тот же (см. рис. 4 и табл. 1).

Теплопроводная корона, удерживаемая давлением горячей МГС, может существовать долго, если скрытой массы нет, т. е. $M_* = 0$. Однако в этом случае обнаруживается другое противоречие. На рис. 5изображена эволюция профиля температуры в моделях A и B. B начальный момент в модели A задавалось $n_{ext} = n_B$, $T_{ext} = 2 \cdot T_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ K}_r$.

горячие короны галактик

в модели $B - n_{ext} = n_B$, температура принималась линейно растущей от 10⁷ К в центре до 4.10⁷ К на R = 600 кпк, далее $T = 4.10^7 = \text{const.}$ Из рисунка видно, что температура короны быстро выравнивается с температурой МГС. В модели А это происходит примерно за $t \approx 2 \times \times 10^8$ лет, в B - 3a $t \approx 5.10^9$ лет. В то же время наблюдения показывают, что температура МГС в несколько раз, иногда даже на порядок, превосходит температуру корон.



Рис. 4. Профили массы M, температуры T и скорости и для двух моментоввремени в теплопроводной ($x \neq 0$) модели В; $n_{ext} = 0$, $M_{*} \neq 0$. Величины T, M, u и R даны в единицах $2 \cdot T_0 = 4 \cdot 10^7$ K, $1/2 \cdot M_{x0} = 5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, 200 км/с, $R_{x0} = 200$ кпк, соответственно. Время t дано в годах. Штриховыми линиями даны распределения массы M и температуры T при t = 0. Пунктиром изображена область ядра.

В итоге мы приходим к выводу, что короны не могут быть теплопроводны: они или быстро исчезают (если нет межгалактической среды) или, в противоречии с наблюдениями, быстро принимают температуру горячего межгалактического газа.

Электронная теплопроводность легко может быть подавлена даже слабым магнитным полем, $B \cong 3 \cdot 10^{-3} n \cdot T^{-3/2}$ Гс. Это поле может попадать в корону и межгалактическую среду с веществом, сбрасываемым сверхновыми при взрывах [11].



Рис. 5. Эволюция профилсё температуры в теплопроводных моделях ($x \neq 0$) A (a) и B (b); $M_v = 0$, $n_{ext} = n_B$. Начальный профиль (t = 0) изображен штриховой линией. Кривые помечены цифрами, указывающими в годах соответствующие моменты времени. Величины T и R даны в единицах 10⁷ K и 20 кпк для модели A и 2.10⁷ K и 200 кпк для модели B.

В то же время модели нетеплопроводных корон полностью согласуются с наблюдательными данными. Нетеплопроводные короны вполне могут быть реликтами «горячих» протогалактик, существующими практически без изменений в течение миллиардов лет после начальной фазы быстрой эволюции «горячего» облака протогалактики.

Ростовский государственный университет

THE HOT CORONAE OF GALAXIES: EFFECTS OF DARK HALO, INTERGALACTIC HOT MEDIUM AND THERMAL CONDUCTIVITY

A. A. SUCHKOV, V. G. BERMAN

The dynamics of hot coronae of galaxies is investigated by numerical integration of non-linear gas dynamics equations for series of appropriate models. It has been shown that a coronae can be explained as a relic of a "hot" protogalaxy; it rapidly evolves during initial $\sim 10^3$ years and becomes almost quasistationary afterwards. A coronae can be bound to a galaxy equally efficiently either by a dark halo or hot intergalactic gas; however, the temperature profiles in both cases are quite different. The conclusion is made that coronae cannot be heat -conductive: in such a case they either rapidly disappear (if there is no intergalactic medium) or rapidly level off their temperature to that of the intergalactic gas, which disagrees with observable large difference between these temperatures.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Forman, C. Jones, W. Tucker, Astrophys. J., 293, 102, 1985.

2. P. E. J. Nulsen, Adv. Space Res., 3, 181, 1984.

3. Е. В. Волков, Астрон. ж., 62, 450, 1985.

4. Е. В. Волков, Астрофизика, 24, 57, 1986.

5. В. А. Кроль, Астрофизика, 23, 227, 1985.

6. А. А. Сучков, В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров, Астрон. ж., 64, 708, 1987.

7. А. А. Сучков, В. Г. Берман, Ю. Н. Мишуров, Астрон. циркуляр, № 1429, 1, 1986.

8. В. Г. Берман, А. А. Сучков, Астрон. циркулир, № 1441, 1, 1986.

9. Н. Г. Бочкарев, Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солица, 48, 195, 1979.

 G. C. Stewart, C. R. Cantzares. A. C. Fabian, P. E. Nulsen, Astrophys. J., 273, 536, 1984.

11. Г. С. Бисноватый-Коган, А. А. Рузмайкин, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 50, 210, 1973.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.52—327

ВРАЩЕНИЕ ГАЗА НАД ГАЛАКТИЧЕСКИМ ДИСКОМ

В. В. ГВАРАМАДЗЕ, Дж. Г. ЛОМИНАДЗЕ Поступила 12 ноября 1986 Принята к печати 15 августа 1987

Галактический диск моделируется сплюснутым сферондом с плотностью, распределенной по софокусным ему сферондам. Найдено аналитическое выражение для угловой скорости газа вне диска. Параметры трехкомпонентной модели спиральной галактики (сплюснутый сферонд с центральной дыркой, балдж и массивная корона) подобраны так, чтобы получить в диске двугорбую кривую вращения (как в Галактике, М 31, М 81). Показано, что на высотах |z| < 2 кпк газ вращается так же, как и диск. Однако на больших высотах кривая вращения перестает быть двугорбой. Учет градиента давления газа слабо изменяет кривую вращения прямо над диском ($r < r_{диск}$) и приводит к спаданию кривой вращения за краем диска ($r > r_{suce}$).

1. Введение. Газ в диске Галактики вращается дифференциально и имеет двугорбую кривую вращения (см., например, [1]). Газ вне диска также участвует во вращении Галактики. Наблюдения линий излучения H I на 21 см на средних широтах ($6^{\circ} \leq b \leq 20^{\circ}$) [2] показывают, что вплоть до высот $|z| \simeq 1 \div 2$ кпк газ гало вращается так же, как и в дискс. Однако наблюдаемое движение высокоширотных ($b > 20^{\circ}$) молекулярных облаков можно объяснить, если предположить, что скорость вращения газа гало убывает с удалением от плоскости диска [3]. Существуют также указания и на более сложные движения по сравнению с простым вращения, такие, как течения типа «галактического фонтана», меридиональная циркуляция, галактический ветер и аккреция из межгалактического пространства. Тем не менее, дифференциальное вращение можно считать преобладающей модой движения газа гало.

Сведения о распределении вращения важны для гидродинамики галактического газа. Например, наличие вертикального градиента утловой скорости означает, что давление газа не может быть функцией только одной плотности. Наклон между поверхностями постоянного давления и постоянной плотности приводит к бароклинной неустойчивости. Градиент угловой скорости может вызвать и другие гидродинамические неустойчивости, такие, как сдвиговая неустойчивость и неустойчивость Голдрейха — Шуберта [4, 5]. Неоднородность угловой скорости приводит также к усилению магнитного поля. Зная угловую скорость и градиент плотности газа в диске и гало можно найти среднюю спиральность турбулентности — важную для генерации магнитного поля характеристику турбулентного движения газа [6].

В данной работе изучается распределение вращения газа над галактическим дноком. Движение газа определяется суммарным полем тяготения компонентов, составляющих Галактику—балджа, диска с дыркой и массивной короны (см., например, [1]). Самогравитацией газа гало можно пренебречь. Степень влияния каждого компонента на движение газа зависит от того, на каком расстоянии от центра и от центральной плоскости Галактики находится рассматриваемый элемент газа. Массивная корона существенно влияет на вращение только на больших расстояниях от галактического центра, балдж — на малых. На малых расстояниях от центральной плоскости Галактики и вдали от внутреннего и внешнего радиусов диска движение газа над диском, в основном, определяется полем тяготения диска.

Мы будем, для простоты, считать, что диск имеет форму эллипсонда вращения, а плотность в нем распределена по софокусным ему эллипсоидам. Корону будем считать сферически симметричной. В разделе 2 найдем гравитационный потенциал диска. В разделе 3 будет приведено распределение угловой скорости над диоком. Для перехода к реальной кривой вращения в четвертом разделе будет введена центральная масса, массивная корона и учтен дефицит плотности в центральной области диска (дырка). Возможная роль градиента давления обсуждается в пятом разделе. В шестом даны краткие выводы.

2. Гравитационный потенциал диска. В этом разделе мы получим гравитационный потенциал эллипсоида вращения, плотность которого распределена по софокусным ему эллипсоидам. Гравитационный потенциал тела произвольной формы равен

$$\Phi(\vec{r}) = -G \int \frac{dM}{R} = -G \int \frac{\rho(r') d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r'}|},$$
(1)

где интегрирование идет по всему объему тела. Если тело обладает (точно или приближенно) какой-либо симметрией, то наиболее эффективным методом, пригодным для нахождения потенциала, является разложение в ряд по ортотональным функциям. Конкретный выбор ортогональной системы функций зависит от вида симметрии.

Будем считать, что ввездный диск Галактики имеет вид сплюснутого эллипсоида вращения (сфероида). Сечение диска, перпендикулярное плоскости вращения, имеет вид эллипса. Тогда естественно все вычисления проводить в системе сплюснутых сфероидальных координат:

$$\begin{cases} x = c \left[\left(\xi^{2} + 1 \right) \left(1 - \eta^{2} \right) \right]^{1/2} \cos \varphi, \\ y = c \left[\left(\xi^{2} + 1 \right) \left(1 - \eta^{2} \right) \right]^{1/2} \sin \varphi, \\ z = c \xi \eta, \end{cases}$$
(2)

$$0 \leqslant \xi \leqslant \infty$$
, $-1 \leqslant \eta \leqslant 1$, $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$.

Параметры Ламе в этой системе координат имеют вид:

$$h_{\xi} = c \left[\frac{\xi^{2} + \eta^{2}}{\xi^{2} + 1} \right]^{1/2}, \quad h_{\eta} = c \left[\frac{\xi^{2} + \eta^{2}}{1 - \eta^{2}} \right]^{1/2}, \quad h_{\varphi} = c \left[(\xi^{2} + 1) (1 - \eta^{2}) \right]^{1/2},$$

а влемент объема выражается через сплюснутые сфероидальные координаты следующим образом:

$$d^{3}r = c^{3} \left(\xi^{2} + \eta^{2}\right) d\xi d\eta d\varphi, \qquad (3)$$

где $c = \sqrt{a^2 - b^2}$ — полурасстояние между фокусами сфероида, *а* и *b* соответственно большая и малая полуоси сфероида. Граница сфероида задается соотношением: $\xi = \xi_0 = b/c$.

В сплюснутых сферондальных координатах можно разложить R^{-1} в ряд по присоединенным функциям Лежандра [7, 8]

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{c} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \sum_{m=0}^{n} \varepsilon_{m} i^{m+1} \left| \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \right|^{2} \cos\left[m\left(\varphi-\varphi'\right)\right] \times \\ \times P_{n}^{m}\left(\eta'\right) P_{n}^{m}\left(\eta\right) \left| \frac{P_{n}^{m}\left(i\xi'\right) Q_{n}^{m}\left(i\xi\right)}{P_{n}^{m}\left(i\xi\right) Q_{n}^{m}\left(i\xi\right)}, \quad \xi > \xi', \\ P_{n}^{m}\left(i\xi\right) Q_{n}^{m}\left(i\xi'\right), \quad \xi' > \xi, \end{cases}$$
(4)

где

 $| \varepsilon_m = 1$, при m = 0, $| \varepsilon_m = 2$, при m > 0,

P^m и *Q*^m — присоединенные функции Лежандра первого и второго родов соответственно.

Подставляя разложение (4) для случая $\xi > \xi_0 \geqslant \xi'$ (т. е. вне диска) в общую формулу (1) и учитывая (3), получаем представление гравитационного потенциала эллипсоида в сплюснутых сфероидальных координатах

$$\Phi(\xi, \eta, \varphi) = -Gc^2 \int \rho(\xi', \eta', \varphi') \left(\xi'^2 + \eta'^2\right) \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \sum_{m=0}^{n} e_m i^{m+1} \times$$

$$\times \left[\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\right]^2 \cos[m(\varphi-\varphi')] P_n^m(\eta') P_n^m(i\xi') P_n^m(\eta) Q_n^m(i\xi)] d\xi' d\eta' d\varphi'.$$

Интегрирование по ξ' проводится от 0 до ξ_0 , по η' от -1 до +1, по φ' от 0 до 2π .

Предположим, что плотность от φ не зависит (аксиальная симметрия), тогда все интегралы с m > 0 равны нулю. Выражение для гравитационного потенциала упрощается.

$$\Phi(\xi, \eta) = -Gc^2 \int \rho(\xi', \eta')(\xi'^2 + \eta'^2) \left[i \sum_{n=0}^{m} (2n+1) P_n(\eta') P_n(\eta) \times P_n(i\xi') Q_n(i\xi) \right] d\xi' d\eta' d\varphi'.$$

Рассмотрим члены этого ряда

$$\Phi(\xi, \eta) = \Phi_0(\xi, \eta) + \Phi_1(\xi, \eta) + \Phi_2(\xi, \eta) + \dots, \quad (5)$$

где Φ_0 , Φ_1 , Φ_2 и т. д., определяются следующим образом:

$$\begin{cases} \Phi_{0}(\xi, \eta) = -c^{2}GI_{0} \operatorname{arctg}(1/\xi), \\ I_{0} = 2\pi \int_{0}^{\xi} \int_{-1}^{1} \rho(\xi', \eta')(\xi'^{2} + \eta'^{2}) P_{0}(\eta') P_{0}(i\xi') d\xi' d\eta'; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \Phi_{1}(\xi, \eta) = -3c^{2}GI_{1}\eta[\xi \operatorname{arctg}(1/\xi) - 1], \\ I_{1} = 2\pi i \int_{0}^{\xi_{0}} \int_{-1}^{1} \rho(\xi', \eta')(\xi'^{2} + \eta'^{2}) P_{1}(\eta') P_{1}(i\xi') d\xi' d\eta'; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \Phi_{2}(\xi, \eta) = \frac{5}{4}c^{2}GI_{2}(3\eta^{2} - 1)[(1 + 3\xi^{2}) \operatorname{arctg}(1/\xi) - 3\xi], \\ I_{2} = 2\pi \int_{0}^{\xi_{0}} \int_{-1}^{1} \rho(\xi', \eta')(\xi'^{2} + \eta'^{2}) P_{2}(\eta') P_{2}(i\xi') d\xi' d\eta'. \end{cases}$$

$$(7)$$

Константы I_0 , I_1 , I_2 и т. д. легко определить, задавшись конкретным видом функции плотности. При $\rho = \rho$ (\$), т. е. когда плотность распределена по софокусным сфероидам (а также в частном случае $\rho = \text{const}$), равны нулю все константы, кроме I_0 и I_2 . В этом легко убедиться, представив $\xi^2 + \eta^2$ в следующем виде:

$$\xi^{2} + \eta^{2} \equiv P_{0}(\eta) \left(\xi^{1} + \frac{1}{3}\right) + \frac{2}{3} P_{2}(\eta)$$

и воспользовавшись при интегрировании по η свойством ортогональности функций Лежандра

$$\int_{-1}^{1} P_n(\eta) P_m(\eta) d\eta = \delta_{nm} \frac{2}{2n+1}$$

В известном (см., например, [9]) частном случае ρ = const константы *I*₀ и *I*₂ имеют следующий вид:

$$I_{0} = \frac{4\pi}{3} \rho \xi_{0} \left(1 + \xi_{0}^{2}\right) = \frac{1}{c^{3}} \rho V = \frac{M}{c^{3}}, \qquad (8)$$
$$I_{2} = -\frac{1}{5} I_{0}. \qquad (9)$$

.В (8) $V = \frac{4\pi}{3} a^2 b$ — объем сфероида, а M — его масса.

После подстановки (б), (7) и (9) в (5) получаем

Кплюснутые сфероидальные координаты ξ и η связаны с цилиндрическими координатами г и z соотношениями

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{2}c} [x + \rho]^{1/2}, \quad \eta = \frac{1}{\sqrt{2}c} [x - \rho]^{1/2},$$
$$x = [\rho^2 + 4z^2c^2]^{1/2}, \quad \rho = z^2 + r^2 - c^2.$$

Формула (10), после некоторых преобразований, совпадает с известным выражением для гравитационного потенциала однородного сфероида [9]. Но, оказывается, это выражение не изменяется и в более общем случае $\rho = \rho$ (1), поскольку остается верным соотношение (9) между константами I_0 и I_2 . Таким образом, гравитационный потенциал вне неоднородного бллипсоида вращения, плотность которого распределена по софокусным ему эллипсоидам, совпадает с гравитационным потенциалом однородного вллипсоида.вращения той же массы. Совершенно аналогично, гравитационный потенциал вне сферически симметричного распределения массы не зависит от конкретного распределения плотности.

Отметим, что гравитационный потенциал эллипсоида вращения для частного случая распределения плотности по софокусным эллипсоидам был

получен в работе [10]. Однако в этой работе не указывается на совпадение полученного потенциала с потенциалом однородного эллипсоида.

Используя связь между с и η (см. (2)), можно переписать (10) в следующем виде:

$$\Phi(r, z) = -\frac{3}{4} \frac{GM}{c^3} \left\{ [2(c^2 + z^2) - r^2] \arctan(1/\xi) - \frac{3z^2}{\xi} + c^2 \xi \right\}.$$

Из втого выражения можно легко найти силовую функцию $K_r = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}$

3. Распределение угловой скорости. Пренебретая самогравитацией газа вне диска можно считать, что движение газа определяется полем тяготения: диска. В этом и следующем параграфе мы будем считать, что радиальная составляющая силы тяготения диска уравновешивается центробежной силой,

$$\Omega^2 r = K_r, \tag{11}$$

где Ω — угловая скорость вращения газа (возможная роль радиального градиента давления обсуждается в разделе 5). Из (11) находим угловую скорость и соответствующую ей линейную скорость



$$\Omega = \left[\frac{1}{r}K_r\right]^{1/2}, \quad v = [rK_r]^{1/2}.$$

Рис. 1. Зависимость угловой скорости от радиуса при: разных 2.

На рис. 1 и 2 приведены зависимости угловой и линейной скоростей: от радиуса при разных г. Для определенности взят диск со следующими.

большой и малой полуосями: a = 12.5 кпк и b = 0.5 кпк. Из рис. 2 видно, что максимум линейной скорости вблизи плоскости диска приходится на край диска, а с удалением от нее смещается в сторону больших r. То, что максимум линейной скорости находится на краю диска, связано с тем, что плотность в диске распределена по софокусным сфероидам, т. е. является функцией только 5. Если учесть зависимость плотности от координаты η , то максимум можно сместить ближе к оси вращения. В Галактике он расположен около $r \simeq 9$ кпк. В данной работе мы не собираемся воспроизводить отдельные свойства конкретных систем, например, Галактики. Наша основная цель — качественное исследование вращения газа гало.



Рыс. 2. Завысимость линейной скорости от радиуса при разных 2.

На рис. З показана зависимость угловой скорости от расстояния доплоскости диска для разных r.

4. Более реалистическая модель. В реальных спиральных галактиках, кроме диска, имеются и другие компоненты. Мы ограничимся трехкомпонентной моделью спиральных галактик и будем считать, что они состоят из балджа, диска и массивной короны (см., например, [1]):

Из наблюдений известно, что кривые вращения Галактики, М31 и М81 имеют глубокие минимумы на расстояний $r \simeq 1 \div 4$ кпк от центра. Наблюдаемый минимум можно объяснить, если звездный диск имеет дефицит плотности (дырку) в центральной области [11]. Рассмотрим для определенности Галактику. Дырка в диске Галактики имеет радиус $r \sim 3$ кпк. Для простоты будем считать, что дырка и балдж, так же, как и диск, имеют сфероидальную форму. Параметры балджа, диска и дырки приведены в табл. 1.

Массивную корону будем считать сферически симметричной. Плотность в ней распределена по следующему закону [12]:

$$\rho(R) = \frac{\rho_c}{1 + (R/R_c)^2},$$
 (12)

где $R^2 = r^2 + z^2$, $\rho_c = 2.15 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ пк⁻³, $R_c = 15.4$ кпк. Гравитационный потенциал внутри сферически симметричного распределения массы (12) определяется выражением

$$\Phi_{\text{ropose}}\left(R\right) = -4\pi G \rho_{e} R_{e}^{2} \left(1 - \frac{R_{e}}{R} \arctan \frac{R}{R_{e}} - \frac{1}{2} \ln \frac{R^{2} + R_{e}^{2}}{R_{0}^{2} + R_{e}^{2}}\right),$$

тде Ro — раднус области, занятой массой.



Z (xnx)

Рис. 3. Зависимость угловой скорости от расстояния до плоскости диска при разных г.

NO.	Большая полуось, а (впв)	Малая полуось, b (кпк)	Macca, M (10 ¹⁰ · ⊙)
Балдж	1	0.6	1.2
Днск	12.5	0.5	7.0
Дырка	3	0.5	-0.4

Из линейности уравнения Пуассона по Ф и р следует, что гравитационные потенциалы компонентов, составляющих Галактику, складываются. Учет дырки равносилен введению компонента с отрицательной массой. Суммарная линейная скорость вращения газа гало равна

$$v^2 = v_{\text{farget}}^2 + v_{\text{gample}}^2 - v_{\text{gample}}^2 + v_{\text{kopole}}^2, \qquad (13)$$

Таблица 1

вращение газа над галактическим диском

где $v_{\text{балдж}}$, $v_{\text{дмрка}}$, $v_{\text{дмрка}}$ и $v_{\text{корона}}$ — линейные скорости вращения балджа, диска, дырки и короны, соответственно. На рис. 4 приведены кривые вращения для разных z. Мы подобрали массы компонентов так, чтобы кривая вращения над диском на высоте |z| = 0.6 кпк была подобна кривой вращения в диске (см., однако, раздел 3). Кривая вращения сохраняет двугорбую форму до высот |z| < 2 кпк. Для больших высот кривая вра-



Рис. 4. Кривая вращения на разных расстояниях от плоскости Галактики.

:щения становится одногорбой. Это свойство является общим свойством вращения над дисковыми системами с дырками. На рис. 5 приведена зависимость угловой скорости от расстояния до галактической плоскости для различных г.



Рис. 5. Зависимость угловой скорости от расстояния до плоскости Галактики при разных г.

5. Учет давления. При построении кривых вращения спиральных галактик в плоскости их вращения (z = 0) влиянием градиента давления пренебрегают и предполагают, что радиальная составляющая силы тятотения уравновешивается центробежной силой (см., например, [1]). Это можно сделать потому, что среднеквадратичная скорость газа ($v_t \sim 10$ км/с) мала по сравнению со скоростью вращения ($v \sim 200$ км/с). Сравним два члена, $\Omega^2 r$ и $\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}$. Считая, что $P \sim \rho v_t^2$ и заменяя $\frac{\partial P}{\partial r}$ на $\frac{P}{r}$, получаем следующую оценку:

$$\frac{1}{p}\frac{\partial P}{\partial r}\sim \frac{\boldsymbol{v}_t^2}{r}\ll \frac{\boldsymbol{v}^2}{r}=\Omega^2 r.$$

В гало ситуация иная. Температура газа гало примерно на два порядка выше, чем в диске, $T_{rano} \simeq 5 \cdot 10^5$ К. Следовательно, выше и среднеквадратичная скорость газа в гало ($v_r \simeq 100$ км/с). В этом случаечлены $\Omega^2 r$ и $\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}$ сравнимы.

Таким образом, в гало равновесие газа в радиальном направлении. описывается следующим уравнением:

$$\Omega^{a}r = K_{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}, \qquad (14)$$

оно отличается от (11) добавлением градиента давления. Будем считать,. что давление газа в гало имеет тепловую природу, а среднеквадратичная турбулентная скорость газа совпадает с тепловой скоростью

$$P \simeq \frac{1}{3} \rho v_t^2; \quad v_t = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

Для изотермического газа

$$\frac{\partial P}{\partial r} = \frac{1}{3} v_t^g \frac{\partial \rho}{\partial r}.$$
 (15)-

Заметим, что в равенстве (15) давление является функцией только одной. плотности, но это, строго говоря, возможно только если угловая скорость не зависит от *z*. Однако, в первом приближении, до тех пор, пока мы не будем рассматривать бароклинную неустойчивость в полученном поле скоростей, газ можно очитать баротропным.

Рассмотрим два модельных распределения плотности газа в гало:

а) Плотность зависит только от z. Тотда радиальный градиент давле-ния равен нулю и давление не изменяет кривую вращения.

б) Плотность газа в гало уменьшается экспоненциально с ростом. $r, \rho(r) \sim \exp(-r/r_0)$. Из (15) получаем

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{P}{3r_0}v_t^2.$$

Тогда из уравнения (14) получаем для линейной скорости выражение:

$$\boldsymbol{v} = \left(\tilde{\boldsymbol{v}^2} - \frac{r}{3r_0}\boldsymbol{v}_t^2\right)^{1/2},$$

где $v = \Omega r$, а v^2 определяется равенством (13). Модифицированные кривые вращения для разных z приведены на рис. 6, тде положено $r_0 = 10$ кпк.



T(KIIK)

Рис. 6. Модифицированная кривая вращения на разных расстояниях от плоскости Галактики. Для сравнения пунктиром приведена кривая вращения (|z| = 0.6 кпк), полученная без учота граднента давления.

Таким образом, благодаря градиенту давления, кривая вращения гало может быть спадающей на больших радиусах даже в присутствии массивной короны, когда кривая вращения диска плоская.

6. Выводы. Гравитационный потенциал вне неоднородного эллипсоида вращения, плотность которого распределена по софокусным ему эллипсоидам, совпадает с гравитационным потенциалом однородного эллипсоида вращения той же массы.

Газ гало вращается дифференциально. Вблизи от диска ($|z| \leq 2$ кпк) он сохраняет двугорбую кривую вращения, подобную кривой вращения в плоскости Галактики (z = 0). С удалением от плоскости диска кривая вращения становится одногорбой (т. к. влияние дырки становится несущественным), а максимум кривой вращения смещается в сторону больших r.

Учет граднента давления слабо меняет кривую вращения над диском $(r < r_{\rm двск})$ и приводит к спаданию кривой вращения за краем диска $(r > r_{\rm двск})$, даже в присутствия массивной короны.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Рузмайкину и А. М. Шукурову за многочисленные полезные обсуждения, М. Г. Абрамяну и А. М. Фридману за интерес к работе, а также В. Л. Поляченко, обратившему наше внимание на работу [10].

Абастуманская астрофизическая обсерватория . АН ГССР

GAS ROTATION ABOVE THE GALACTIC DISK

V. V. GVARAMADZE, J. G. LOMINADZE

The galactic disk is modelled by on oblate spheroid with cofocal isodensity surfaces. Explicit analytical expression is found for angular velocity of the gas outside the disk. Parameters of a three-component mass model of a spiral galaxy (oblate spheroidal disk with a central hole, bulge and massive corona) are adjusted as to give in a disk a double-peaked rotation curve (as in the Galaxy, M 31 and M 81). It has been shown that the gas corotates with the disk at moderate heights $z | \leq 2$ kpc. However, farther above the disk the double-peaked form is washed out. Gas pressure gradient in the halo only weakly changes the rotation curve just above the disk $(r < r_{disk})$ and makes the rotation.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. K. Rolfs. J. Kreitschmann, Astrophys. and Space Sci., 79, 289, 1981.
- 2. M. Kepner, Astron. and Astrophys., 5, 444, 1970.
- 3. K. S. de Boer, B. D. Savage, Astrophys. J., 265, 210, 1983.
- 4. P. Goldreich, G. Schubert, Astrophys. J., 150, 571, 1967.
- 5. Т. В. Рувмайкина, В. С. Сафронов, Астрон. ж., 53, 860, 1976.
- 6. Ya. B. Zeldovich, A. A. Ruzmaikin, D. D. Sokoloff, Magnetic Fields in Astrophysics, New-York, 1983.
- 7. Е. В. Гобсон, Теория сферических и вальшосондальных функций, М., 1952.
- 8. Ф. М. Морс, Г. Фешбах, Методы теоретической физики, т. II, М., 1960.
- 9. С. Чандрасскар, Эллипсондальные фигуры равновесия, М., 1973.
- 10. L. Perek, Bull. Astron. Inst. Czech., 9, 212, 1958.
- I. Einasto, P. Tenjes, A. V. Barabanov. A. V. Zasov, Astrophys. and Space Sci., 67, 31, 1980.
- J. P. Ostriker, J. A. Caldwell, ed. W. B. Burton. The Large-Scale Characteristics of the Galaxy, IAU Symp., 84, 441, 1979.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск 1

УДК: 524.62—77

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК. II. ГЕНЕРАЦИЯ МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТИ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. Н. МОРОЗОВ Поступила 26 ноября 1986 Принята к печати 20 ноября 1987

Показана возможность генерации МГД-турбулентности бесстолжновительными ударными волнами за счет анизотропии давлений, возникающей за фронтом обратной ударной волны в горячем пятне мощной радиогалактики. Приводятся оценки плотности энергии МГД-турбулентности, генерируемой за фронтом ударной волны. Анализ теоретических работ и экспериментальных данных о бесстолкновительных ударных волнах в солнечном ветре указывает на важную роль отраженных от фронта ударной волны потоков ионов, которые генерируют плазменную и МГД-турбулентность в области перед фронтом. Перенос этих представлении на ударные волны в мощных радиогалькиках требует осторожности из-за большого различия параметров этих ударных волн от ударных волн в солнечном ветре.

1. Введение. Гидродинамический подход, примененный нами в работе-[1] к исследованию физических процессов, происходящих в горячих пятнах и лоубах радиогалактик, во-тервых, требует своего обоснования вследствие того, что кулоновская длина свободного пробега больше размера этих областей, во-вторых, он недостаточен для исследования процессов, приводящих к трансформации кинетической энергии плазменных потоков в энергию релятивистских частиц и их излучения. Эта трансформация может осуществляться в радиогалактиках через бесстолкновительные ударные волны, возникающие при взаимодействии плаэменного потока, идущего изцентральной галактики, с межгалактической средой. Если в гидоодинамической ударной волне структура Фронта определяется столкновениями частиц, то для построения структуры бесстолкновительной ударной волны важно найти механизм диссипации кинетической энергии плазменной струи в энергию плаэменной и МГД-турбулентности, т. е. выбрать наиболее подходящий механизм плаэменной неустойчивости [2, 3]. Развитие плазменной неустойчивости должно приводить к появлению новой длины свободного пробега частиц в плазме, обусловленной взаимодействием частиц. с волнами плазменной турбулентности, в результате чего будет происходить.
натрев плазмы, появится ускоренный релятивистский компонент плазмы. Поскольку энергия рассматриваемой плазменной струи сосредоточена в ионном компоненте плазмы, из всей совокупности плазменных неустойчивостей наиболее подходящими являются ионные неустойчивости, связанные с анизотропией давления плазмы [4], поскольку плазма в струе, горячих пятнах, лоубах является горячей ($\beta \gg 1$) [1]. Как показывает рассмотрение, проведенное в [5], при торможении плазменной струи, идущей из центральной галактики, возникают условия, способствующие развитию шлан-

говой $(p_{\perp} > p_{\perp}, \vec{B} | v_{j}, \beta_{i} > 2)$ и зеркальной $(p_{\perp} > p_{\perp}, \vec{B} \perp v_{j}, \beta_{\perp} > 2)$ неустойчивостей.

Шлантовая и зеркальная неустойчивости могут быть использованы для построения структуры беостолкновительной ударной волны. Такая задача с привлечением шланговой неустойчивости рассматривалась в работах [6—8] в применении к продольной ударной волне в солнечном ветре. .На возможную роль зеркальной неустойчивости в формировании структуры перпендикулярной бесстолкновительной ударной волны указывалось в работе [9]. Существенная особенность упомянутых выше работ состоит

в том, что строится теория слабых ударных волн (число Maxa M = 1 + a,

где a < 1). Однако для сильных ударных волн $(M \gg 1)$, что как раз имеет место в FR II радногалактиках, теории с учетом шланговой и зеркальной неустойчивостей не существует. Есть отдельные численные расчеты для бесстолкновительных ударных волн со шланговой неустойчивостью с M > 1 [8, 10], результаты которых состоят в следующем: возникающая вследствие сжатия анизотропия ионного давления $(p_1 > p_{\perp})$ в плазме с $\beta \gg 1$ создает условия для развития шланговой неустойчивости, которая играет роль вязкости, препятствующей укручению нелинейной звуковой волны. Квазистационарная структура возникающей ударной волны имеет ширину порядка нескольких ионных гирорадиусов.

Существует также большой цикл работ, посвященных теоретическим и өкспериментальным исследованиям бесстолкновительных ударных волн в солнечном ветре, в том числе исследованию структуры головной ударной волны. Критический анализ этих работ содержится в работе [11]. Для ударных волн в радиогалактиках результаты этих работ использовать непосредственно не удается, т. к. альвеновское число Маха M_A для этих ударных волн составляет величину \sim 100, в то же время в солнечных ударных волнах $M_A = 4$, при этом параметр $\beta \leq 1$. Но уже в работе [12], в которой приводятся результаты численных расчетов структуры квазипродольной ударной волны при $M_A = 4$ и $\beta = 0.5$, выявляется роль шланговой чеустойчивости в генерации МГД-турбулентности в сбласти перед фрон-

ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК !!

том ударной волны. Шланговая неустойчивость возникает в данном случае за счет отраженных от фронта ударной волны ионных потоков. Отраженные ионные потоки возникают также в случае перпендикулярных и квазиперпендикулярных ударных волн [2, 3, 13, 14]. Эти потоки генерируют плазменную турбулентность на частотах, соответствующих $\omega \sim (\omega_{B*} \times \omega_{Bl})^{1/2}$, ω_{Bl} — ионная ларморовская частота, ω_{B*} — электронная ларморовская частота [15]. С другой стороны, в работе [16] в результате численных расчетов структуры квазиперпендикулярной ударной волны показано, что для больших чисел Маха турбулентность, генерируемая на фронте, уменьшает число отраженных ионов.

Необходимо отметить, что структура распределения магнитного поля в областях формирования ударных волн в радиогалактиках довольно сложна: имеет место переход от продольной структуры к перпендикулярной. В настоящей работе даются оценки энергии МГД-турбулентности, генерируемой в бесстолкновительных ударных волнах в двух предельных случаях: продольной и перпендикулярной ударных волнах.

2. Оценка энергии $M\Gamma A$ -турбулентности, генерируемой в бесстолкновительных ударных волнах. Как указывалось выше, теорин, которая давала бы величину энергии $M\Gamma A$ -турбулентности в сильных бесстолкновительных ударных волнах, не существует. Можно предполагать, что для больших чисел Маха за фронтом ударной волны возникает сильная анизотропия давления, которая при $\beta \gg 1$ приводит к генерации $M\Gamma A$ -турбулентности.

а) Для оценки энергии МГД-турбулентности, генерируемой за фронтом ударной волны, рассмотрим сначала ударную волну в продольном магнитном лоле. Предполатая, что распределение электронов по скоростям за фронтом ударной волны максвелловское, а распределение ионов — бимаксвелловское, можно оценить анизотропию давлений p_{\parallel} и p_{\perp} за фронтом ударной волны в горячем пятне FR II радиоисточника. Иопользуя уравнения сохранения на фронте такой ударной волны, записанные для плазмы с анизотропным давлением [17], получим для сильной ударной волны соотношения:

$$\boldsymbol{v}_{hs} = \frac{1}{2} (\boldsymbol{v}_j - \boldsymbol{v}_m), \quad p_{hs}^{1} = \frac{1}{2} \rho_j (\boldsymbol{v}_j - \boldsymbol{v}_m)^2, \quad \frac{p_{hs}^{1}}{p_{hs}^{\perp}} = \frac{1}{4} M_j^2 \left(1 - \frac{\boldsymbol{v}_m}{\boldsymbol{v}_j}\right)^2, \quad (1)$$

где: p_{hs}^{1} , p_{hs}^{\perp} — давления вдоль и в направлении, перпендикулярном магнитному полю горячего пятна за фронтом ударной волны; ρ_{j} , υ_{j} плотность и скорость газа струи, ρ_{hs} , υ_{hs} — плотность и скорость газа за фронтом ударной волны, υ_{m} — скорость головной ударной волны, 8—21 возникающей в межгалактическом газе (см. рис. 1 в [1]), M_j — числос Маха в плазменной струе.

При $M_j = 10$, $v_m/v_j = 0.2$ [1] получим $p_{hs}^{\perp}/p_{hs}^{\perp} = 16$, при $M_j = 30$,. $p_{hs}^{\perp}/p_{hs}^{\perp} = 144$.

Эти оценки показывают, что аниготропия давлений в случге продсльных ударных волн с большим числом Маха доститает больших значений, и, поскольку $\beta > 2$ для плазмы горячего пятна [1], бозникают условия для развития шланговой неустойчивости в этой области, приводящей к возникновению магнитогидродинамической (МГД) турбулентности в виде альвеновских волн.

Используя результаты численных расчетов [10], можно оценить плотность внергии МГД-турбулентности, возникающей вследствиенелинейного развития шланговой веустойчивости при больших анизо-

тропиях давлений при $\beta_1 \gg 1$. При $p_{hs}^4/p_{hs}^{\perp} = 16$, $h = \frac{\langle B_{\perp}^2 \rangle}{E_0^2} = 3$, где-

 $\langle B_{\star}^{2} \rangle$ — средний квідрат флуктуаций магнитного поля, B_{0} — напряженность магнитного поля в продольной ударной волне. Максимальной анизотропии $p_{hs}^{1} p_{hs}^{\perp} = 50$, для которой проводились расчеты в в [10], соответствует h = 4. Характерное время установления равновесного уровня МГД-турбулентности составляет т $\sim 100 \gamma_{\star}^{-1}$, где γ_{\star} — инкремент нарастания шланговой неустойчивости [4, 10]. Инкремент нарастания γ_{\star} имеет максимум при $k_{m} = \sqrt{2\lambda_{\perp}}/r_{Bl}$, равный $\gamma_{\star} = \omega_{Bl} \Delta_{\perp}$.

где: $\Delta_{1} = \frac{p_{1} - p_{\perp}}{p_{1}} - \frac{2}{\beta_{1}}$, r_{Bi} - гирорадиус ионов, w_{Bi} - гирочастота... Для горячего пятна при $p_{hs}^{1}/p_{hs}^{\perp} = 16 \gamma_{k_{m}}^{-1} \sim 1 \text{ c}, \tau \sim 10^{2} \text{ c}.$

В приведенном выше выражении (1) для отношения $p_{hs}^{\perp}/p_{h\tau}^{\perp}$ предпо-лагалось, что $p_{\perp} \sim \rho$ и перпендикулярная температура ионов не меняется при прохождении плазмой фронта ударной волны. Откажемся от этого предположения и будем считать, что плазма, проходя фронт ударной волны, нагревается в перпендикулярном направлении. Формально увеличение T_{\perp} может быть введено рассмотрением обобщенного уравнения для $p_{\perp}: p_{\perp} \sim \rho^{\delta}, \delta \gtrsim 2$ [17]. Это может привести к значительному сниже-нию анизотропии давления за фронтом ударной волны.

Пусть $\frac{p_{h_s}^1}{p_{h_s}^1} = \zeta < 1$, тогда для сильной ударной волны получим: $\frac{v_{h_s}}{v_j - v_m} = \frac{3 + 2\zeta - \sqrt{(3 + 2\zeta)^2 - 8(1 + \zeta)}}{4(1 + \zeta)},$

$$p_{hs}^{\perp} = \rho_j \left(v_j - v_m \right)^2 \left(1 - \frac{v_{hs}}{v_j - v_m} \right).$$
 (2)

При $\zeta = 0.5$, $v_{hs} = \frac{1}{3} (v_i - v_m)$, $p_{hs} = \frac{2}{3} \rho_j (v_j - v_m)^2$, $\zeta = \frac{2}{3}$, $v_{hs} = 0.3$

 $(v_j - v_m)$, $p_{hs}^1 = 0.7 \, p_j \, (v_j - v_m)^2$. Используя результаты работы [10], получим, что при $p_{hs}^1 \, p_{\bar{h}s}^- = 2$, h = 0.6, $p_{hs}^1 \, p_{\bar{h}s}^+ = 1.5$, h = 0.3. Характерное время установления равновесного уровня МГД-турбулентности $\tau \simeq 200$ с.

В случае малых анизотропий давлений можно использовать квазилинейную теорию шланговой неустойчивости [18]. Например, при $\Delta_1 = 0.001, p_{hs}^4/p_{hs}^4 = 1.001,$ используя выражение для $\frac{\langle B_{\perp}^2 \rangle}{8\pi}$, выведенное в втой работе, получим, что $h = 1.3 \cdot 10^{-4}, \quad \gamma_{km}^{-1} \sim 10^4$ с. При этом максимум энергии МГД-флуктуаций приходится на $\lambda_m = \frac{2\pi}{\sqrt{2\Delta_1}} \times r_{Bi} = 5.3 \cdot 10^{11}$ см, что равно гирорадиусу релятивистского влектрона при $B_0 = 6 \cdot 10^{-5}$ Гс, $\beta_1 = 25$ и частоте излучения $\nu = 10^{11}$ Гц. Из квазилинейной теории [18] также следует выражение для характерного времени и длины пробега ионов, обусловленных их взаимодействием с МГД-флуктуациями:

$$\tau_{\rho} = \left(\frac{\langle B_{\perp}^{2} \rangle}{B_{0}}\right)^{-2} \gamma_{k_{m}}^{-1} = \left(\frac{\langle B_{\perp}^{2} \rangle}{B_{0}}\right)^{-2} (\omega_{Bl} \Delta_{\parallel})^{-1},$$

$$l_{\rho} = \left(\frac{\langle B_{\perp}^{2} \rangle}{B_{0}}\right)^{-2} \cdot r_{Bl} \Delta_{\parallel}^{-1}.$$
(3)

Для параметров, соответствующих горячим пятнам мощных радиогалактик, т_р и *l*_p гораздо меньше характерных времен и масштабов, соответствующих этим радиогалактикам [1].

Полученные значения величины плотности энергии МГД-турбулентности за фронтом ударной волны дают возможность оценить переработку кинетической энергии плазменной струи в энергию МГДтурбулентности. При плотности энергии плазменной струи $W_{J} = = \frac{\rho_{J} v_{J}^{2}}{2} = 7.5 \cdot 10^{-9}$ эрг/см³ и $B_{0} = \delta \cdot 10^{-5}$ Гс [1] получим $\delta W_{B}/W_{J} = 0.06$ при $M_{J} = 10$, $\delta W_{B}/W_{J} = 0.006$ при $p_{hs}^{1}/p_{hs}^{\perp} = 1.5$ и $\delta W_{B}/W_{J} = 0.012$ при $p_{hs}^{1}/p_{hs}^{\perp} = 2$, ($\delta W_{B} = hB_{C}^{2}/8\pi$). Эта величина носит несколько формальный характер, т. к. не ясно, какая часть этой энергии идет на нагрев тепловой составляющей плазменной струи, а какая на создание релятивистского компонента. Отметим также, что из работы [10] следует, что энергия турбулентного магнитного поля по мере развития шланговой неустойчивости перекачивается в длинноволновую часть спектра из основной гармоники, задаваемой начальным возмущением ($\lambda \sim r_{Bi}$). Возможно, это связано с тем, что в области больших волновых чисел отсутствует вязкость, т. к. расчеты проводились в бесстолкновительном приближении. В работе [6] также указывается на то, что в случае сильной анизотропии генерация МГД-турбулентности будет происходить в основном при $\lambda = r_{Bi}$, и энергия этой гармоники за счет индуцированного нелинейного рассеяния будет перскачиваться в длинноволновую часть спектра ($\lambda \gg r_{Bi}$). Перекачка энергия МГД-турбулентности в. длинноволновую часть спектра является важным процессом для задачи ускорения релятивистских электронов альвеновской турбулентностью за счет циклотронного резонанса.

Выше предполаталось, что при бимаксвелловском распределении изнов по скоростям параллельная ударная волна развивается в два этапа. На первом этапе за счет сжатия плазмы за фронтом ударной волны возникает сильная анизотропия давлений (или температур), на втором — происходит полное или частичное выравнивание этих давлений за счет взаимодействия монов с МГД-турбулентностью, возникающей вследствие шланговой неустойчивости. Можно отказаться от предположения, что плазма бимаксвелловская. Так, рассмотрение, проведенное в [8], показывает, что при $T \gg$ » T_i и M_i 1 также возникает бесстолкновительная ударная волна с двойной структурой, когда на первом этапе основную роль играют элехтростатические неустойчивости, приводящие к значительной анизотропии температур T_1 и T_1 , а на втором этапе вступают в действие электромагнитные неустойчивости, в том числе шланговая, вызванные этой анизотропией. Авторы этой работы дали в основном качественную картину развития такой ударной волны. В работе [19] было дано дальнейшее развитие этой иден. Суть его состоит в следующем. В ударной волне должно возникать электрическое поле, которое предотвращает ускользание электронов из области за фронтом ударной волны в область перед фронтом, поддерживая таким образом зарядовую нейтральность. Это электрическое поле может отражать входящие ионы в область перед фронтом ударной волны. Согласно [2, 3], процесс отражения монов ведет к возникновению квазиламянарной ионнозвуковой ударной волны. Такая структура должна формироваться в параллельной ударной волне. Если локальное ионно-звуковое число Маха гораздо больше единицы, то ламинарная структура разрушается и заменяется структурой, которая электростатически турбулентна на масштабах порядка дебаевского радиуса. В этой сбласти ионы сильно нагреваются и ускользают в область перед фронтом ударной волны. Возникает ионный тепловой поток, направленный противоположно основному

потоку плазмы. при этом скорость потока $v \sim \sqrt{\frac{2T_i}{m}}$. Если $|v_j - v| >$

> v, то развивается шланговая неустойчивость с инкрементом нарастания $\gamma \simeq k_* |v_j - v|$, при этом $\gamma_{max} < \omega_{BI}$ [4]. Генерация альвеновской турбулентности перед фронтом параллельной ударной волны за счет ионных потоков может играть важную роль в ускорении релятивистских частиц на фронтах ударных волн.

б) Обратимся теперь к рассмотрению перпендикулярной ударной волны. В втом случае формирование фронта ударной волны может также происходить в два этапа. На первом этапе основную роль играет эволюция быстрой магнитозвуковой волны, приводящая к ее опрокидыванию. Сжатие плазмы за фронтом приводит к возникновению анизотропии давлений р и р. Предполагая, как и в случае параллельной ударной волны, бимаксвелловское раопределение ионов по скоростям за фронтом ударной солны, получим следующие соотношения за фронтом ударной волны в горячым пятне радиогалактики:

$$\boldsymbol{v}_{hs} = \frac{1}{3} (\boldsymbol{v}_j - \boldsymbol{v}_m), \ p_{hs}^{\perp} = \frac{2}{3} \varphi_j (\boldsymbol{v}_j - \boldsymbol{v}_m)^2, \ \frac{p_{hs}^{\perp}}{p_{hs}^{\perp}} = \frac{2}{3} M_j^2 \left(1 - \frac{\boldsymbol{v}_m}{\boldsymbol{v}_j} \right)^2.$$
(4)

Для величины отношения $p_{hs}^{\perp}/p_{hs}^{i}$ получим: при $\frac{v_m}{v_i} = 0.2, M_i = 10,$ $p_{hs}^{\perp}/p_{hs}^{\parallel} = 14$, при $M_{l} = 30$, $p_{hs}^{\perp}/p_{hs}^{\parallel} = 128$. Поскольку анизотропия значительна и β₁ ≫ 1, за фронтом ударной волны возникает зеркальная неустойчивость. [4], в результате действия которой генерируется МГД-турбулентность, состоящая из замедленных магнитозвуковых волн. Процесс нарастания амплитуды этих волн будет происходить до тех пор, пока анизотропия $p_{hs}^{\perp} - p_{hs}^{\dagger}$ не исчезнет за счет взаимодействия ионов с возникающей турбулентностью. Зеркальная неустойчивость и процесс ее релаксации могут составлять второй этап формирования фронта перпендикулярной ударной волны.

Теории, которая давала бы возможность оценить энергию МГД-турбулентности за фронтом ударной волны в случае сильной анизотропии, в настоящее время не существует. Но в случае малой анизотропни давлений эту энергию можно оценить, используя квазилинейную теорию зеркальной неустойчивости [18]. Для того, чтобы воспользоваться этой теорией, предлоложим, что продольная температура Т, растет с ударной волной. Пусть $p_{hs}^{1}/p_{hs}^{\perp} = \overline{\zeta} < 1.$ Тогда, как и в случае параллельной ударной волны, получим следующие соотношения за фронтом ударной волны при $M_J \gg 1$:

Ю. В. БАРЫШЕВ, В. Н. МОРОЗОВ

$$\frac{v_{hs}}{v_{j} - v_{m}} = \frac{2 + 0.5\tilde{\zeta} - V(2 + 0.5\tilde{\zeta})^{2} - (3 + \tilde{\zeta})}{(3 + \tilde{\zeta})},$$

$$p_{hs}^{\perp} = \rho_{j}(v_{j} - v_{m})^{2} \left(1 - \frac{v_{hs}}{v_{j} - v_{m}}\right).$$
(5)

При $\tilde{\zeta} = 0.5$, $v_{hs} = 0.29 (v_j - v_m)$, $p_{hs}^{\perp} = 0.71 \rho_j (v_j - v_m)^2$, $\tilde{\zeta} = 0.909 \times \left(\frac{p_{hs}^{\perp}}{p_{hs}^{\perp}} = 1.1\right)$, $v_{hs} = 0.27 (v_j - v_m)$, $p_{hs}^{\perp} = 0.73 \rho_j (v_j - v_m)^2$.

Используя результаты работы [18], можно оценить плотность энергии МГД-флуктуаций за фронтом ударной волны. При $\tilde{\zeta} = 0.5$, $\delta W_B = 1.56 \frac{B_{hs}^2}{8\pi}$, $\tilde{\zeta} = 0.909$, $\delta W_B = 0.59 \frac{B_{hs}^2}{8\pi}$. где B_{hs} — напряженность магнитного поля за фронтом. При этом максимум энергии приходится на длину волны $\lambda_m = \frac{2\pi \sqrt{3}}{2\sqrt{\Delta_{\perp}}} r_{Bl}$, где $\Delta_{\perp} = \frac{p_{\perp} - p_{\perp}}{p_{\perp}} - \frac{2}{\beta_{\perp}}$ [20], которая при $B_{hs} = 6 \cdot 10^{-5}$ Гс и $\beta_{\perp} = 25$ равна при $\tilde{\zeta} = 0.5$, $\lambda_m = 8 r_{Bl} \sim 10^{10}$ см [1], а при $\tilde{\zeta} = 0.909$, $\lambda_m \sim 10^{11}$ см. Переработка кинетической энергии плазменной струи в энергию МГД-турбулентности составляет: $\frac{\delta W_B}{W_l} =$ = 0.03 при $\tilde{\zeta} = 0.5$ и $\frac{\delta W_B}{W_l} = 0.01$ при $\tilde{\zeta} = 0.909$.

На основе квазилинейной теории можно дать оценку времени изотропизации первоначального анизотропного распределения ионов, которая по порядку величины равна: $\tau_p \sim \left(\frac{\delta B}{B}\right)^{-2} \gamma_{k_m}^{-1}$, где: δB — флуктуация величины магнитного поля, γ_{k_m} — инкремент нарастания зеркальной неустойчивости [4, 20]. Это характерное время определяет также и среднее время пробега ионов, взаимодействующих с флуктуациями магнитного поля, при этом длина пробега: $l_p \sim v_{Tl} \cdot \tau_p$. Для горячего пятна FR II радиоисточника при $p_{hs}^{\perp}/p_{hs}^{\pm} = 2$, $\gamma_{k_m}^{-1} = 10^2$ с, $\tau_p \sim 10$ с, $l_p \sim 10^{10}$ см, при $p_{hs}^{\perp}/p_{hs}^{\pm} = 1.1$, $\gamma_{k_m}^{-1} \sim 10^3$ с, $\tau_p \sim 10^4$ с, $l_p \sim$ $\sim 10^{13}$ см, что также гораздо меньше характерных времен и пространственных масштабов горячих пятен FR II радиоисточников [1].

Выше предполагалось, что распределение ионов за фронтом ударной волны бимаксвелловское. При кинетическом рассмотрении перпендикуляр-

ных и квазиперпендикулярных ($\theta > 50^\circ$, θ — угол между направлением магнитного поля и нормально к фронту ударной волны) ударных волн численное моделирование показывает [14], что при M = 5...10 н $\beta_r \approx 1$ эффекту опрокидывания, т. е. формированию ударной волны, соответствует появление значительной доли ионов, либо отраженных от фронта, либо выходящих из-за фронта вперед вследствие большой тепловой скорости ионов за фронтом. Отраженные ионы могут составлять 20...30% набегающето потока плазмы [13], с кинетической энергией ионов, превышающей кинетическую энергию набегающих ионов. Поток отраженных ионов, взаимодействуя с основным потоком плазмы, приводит к генерации нижнегибридной электромагнитной волновой турбулентности на частоте $\sim (\omega_{R_{0}} \cdot \omega_{R_{0}})^{1/2}$, которая является источником диссипации в бесстолкновительной перпендикулярной и квазиперпендикулярной ударных волнах. [3, 15, 21]. Как показывает анализ экспериментальных данных [15], для головной ударной волны солнечного ветра на квазиперпендикулярном участке именно этот тип турбулентности, наряду с ионнозвуковой, играет существенную роль при M > 1 и $\beta \sim 1$. В случае наклонных ударных волн возникают также отраженные ионные потоки, направленные вдоль магнитного поля [13], которые могут генерировать, наряду с нижнетибридной турбулентностью, МГД-турбулентность. Хотя какова роль этих потоков в случае больших $M_i > 10$ и $\beta_i \gg 1$ остается неясным.

Наряду со шланговой и зеркальной неустойчивостями и неустойчивостями, связанными с отраженными от фронта ударной волны потоками ионов, определенную роль в формировании фронта ударной волны может играть циклотронная неустойчивость, также связанная с анизотропией температур T_{\perp} и T_{i} , приводящая к генерации МГД-турбулентности с $\omega \sim \omega_{BP}$ с характерным инкрементом $\gamma \sim \omega_{Bi}$ при $\beta_i \sim 1$, $T_{i} \sim T_{\perp}$ [4].

Характерное время длины пробега иона, взаимодействующего с турбулентностью данного типа, определяется выражениями:

$$\tau_{p} \sim \left[\frac{8\pi\delta W_{B}(k_{res})k_{res}}{E^{2}}\right]^{-1} \omega_{Bl}^{-1}, \quad l_{p} \sim \left[\frac{8\pi\delta W_{B}(k_{res})k_{res}}{B^{2}}\right]^{-1} r_{Bl}, \quad (6)$$

тде k_{res} — резонансное волновое число, соответствующее $\lambda \sim r_{Bl}$.

Таким образом, в рассмотренных моделях бесстолкновительных ударных волн часть энергии ударной волны идет на генерацию МГД-турбулентности. Энергия МГД-турбулентности идет на тепловой натрев плазмы, ускорение частиц плазмы до релятивистских энергий и поддержание энергии релятивистских электронов, создающих синхротронное излучение в орадноисточниках. 4. Основные выводы. 1) Показана возможность генерации МГД-турбулентности за фронтами обратной параллельной и перпендикулярной ударной волны в горячем пятне FR II радноисточника вследствие развития шланговой и зеркальной неустойчивостей. В первом случае возникает МГДтурбулентность, состоящая из альвеновских воли, во втором случае она состоит из замедленных матнитозвуковых воли. В то же время существующие экспериментальные и теоретические работы по бесстолкновительным ударным волнам в солнечном ветре указывают на существование отраженных от фронта ионных потоков, которые генерируют плазменную и МГДтурбулентность в области перед фронтом, хотя адекватный перенос этих результатов на случай ударных воли в мощных радиогалактиках, по всей. видимости невозможен, т. к. здесь число Маха $M \gg 1$ и $\beta \gg 1$.

2) Даются оценки плотности энергии МГД-турбулентности за фронтом ударной волны. Поскольку обратная ударная волна является сильной, важную роль могут играть нелинейные процессы, перекачивающие энергию МГД-турбулентности в длинноволновую часть спектра, в которой происходит взаимодействие релятивистских электронов с альвеновской и магнитозвуковой турбулентностью ($\lambda \gtrsim r_p$). В то же время в случае действия неадиабатических источников нагрева ионов анизотропия давлений за фронтом сильной ударной волны может быть мала и внергия МГД-флуктуаций может быть оценена из квазилинейной теории, при втом максимум энергии может приходиться на $\lambda \approx r_p$.

Горячее пятно радиоисточника — это область, где происходит диссипация направленной кинетической энергии шлазменной струи в тепловую. внергию частиц, в энергию МГД-турбулентности, идущей на ускорение релятивистских частиц и формирование их степенных спектров.

Ленинградский государственный униворситет Главная геофизическая обсерватория им. А. И. Воейкова

THEORETICAL PARAMETERS OF THE POWERFUL RADIOGALAXIES. II. GENERATION OF THE MHD TURBULENCE BY COLLISIONLESS SHOCKS

YU. V. BARYSHEV, V. N. MOROZOV

It has been shown that the possibility of generation of the MHD¹ turbulence by collisionless shocks in consequence of anisotropy of pressure behind the front of the reverse shock in the hot spot of powerful

ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ РАДИОГАЛАКТИК. II

radio galaxies takes place. The energy density of MHD turbulence has been estimated. The analysis of theoretical and experimental data on collisionless shocks in solar wind shows the important role of reflection ion streams which generate plasma and MHD turbulence in the region before shock front. Transfer of this idea on shocks in powerful radiogalaxies should be carefully made because of strong difference of parameters of these shocks from the parameters of shocks of the solar wind.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Ю. В. Барышев, В. Н. Моровов, Астрофизика, 25, 369, 1986.
- 2. D. A. Tidman, N. A. Krall, Shock Waves in Collisionless Plasma, N.-Y., 1971.
- 3. Р. З. Сагдеев, Вопросы теорин плавмы, 4, 20, 1964.
- 4. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, т. І. Атомиздат, М.,. 1975.
- 5. В. Н. Моровов, Астрофизика, 21, 475, 1984.
- 6. C. F. Kennel, R. Z. Sagdeev, J. Geophys. Res., 72, 3003, 1967.
- 7. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, Ж. эксперим. и теор. физ., 57, 1046, 1969.
- 8. R. D. Auer. H. J. Volk, Astrophys. and Space Sci., 73, 243, 1973.
- 9. C. F. Kennel, R. Z. Sagdeev, J. Geophys. Res., 723, 3327, 1967.
- 10. Ю. А. Березин, Численное исследование нелинейных волн в разреженной плазме, Наука, М., 1977.
- 11. M. M. Leroy, Adv. Space Res., 4, 231, 1984.
- 12. J. R. Kan, D. W. Swift, J. Geophys. Res., A88, 6919, 1983.
- N. Sckopke, G. Paschmann, S. J. Bame, J. T. Gosling, S. T. Russel, J. Geophys. Res., A88, 6121, 1983.
- M. M. Leroy, D. Winske, C. C. Goodrich, C. S. Wu, K. Papadopoulos, J. Geophys. Res., A87, 5081, 1982.
- 15. О. А. Вайсберг, А. А. Галеев, С. И. Климов, М. Н. Новярачев, А. Н. Омельченко, Р. З. Сагдеев, Письма в Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 25, 1982.
- D. W. Forsland, K. B. Quest, J. U. Brackbill, K. Lee, J. Geophys. Res., A89 2143, 1984.
- 17. В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев, Гидродинамическая теория космической плазмы.. Наука, М., 1977.
- 18. В. Д. Шевченко, В. Н. Шапиро, Ж. эксперим. и теор. физ., 45, 1612, 1963.
- 19. C. F. Kennel, J. Geophys. Res., A86, 4325, 1981.
- 20. A. N. Hall, J. Plasma Phys., 21, 431, 1979.
- 21. K. Popadopoulos, Plasma Astrophysics, Varenna, 1981, p. 313.

АСТРОФИЗИКА

'TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

_УДК: 524.6—47

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

В. Н. ФЕДОРЕНКО Поступила 5 марта 1987 Принята к печати 10 декабря 1987

Покезена возможность получения электронов с лоренц-факторахи 10² $\lesssim \gamma \lesssim 10^6$ в рамках механизма уокорозия частиц ударной волной, в условиях радиогалактик.

1. Введение. В 1977—78 гг. в астрофизику вошел новый механизм ускорения частиц — на ударных волнах в турбулентной плазме [1—4]. Тогда же было сделано его приложение к проблеме ускорения электронов в радиогалактиках [4]. В настоящее время данный механизм получил дальнейшее развитие и широкое применение к различным астрофизическим объектам (см. обзоры [5—8]). С другой стороны, утвердилось представление о радиогалактиках как продуктах выброса «струй» из галактических ядер [9], уточнились параметры «струй» и областей их торможения, отождествляемых с «горячими пятнами» [9]. В такой ситуации нам кажется целесообразным заново проанализировать вопрос об ускорении частиц в радиогалактиках.

Напомним основные положения механизма ускорения частиц ударными волнами (УВ) [5—8]. Пусть имеется бесстолкновительная МГД УВ,

распространяющаяся со скоростью u_1 (все величины перед фронтом обозначаем индексом 1, за фронтом—2), с толщиной ударното перехода δ и степенью сжатия $r = u_1/u_2 = \rho_2/\rho_1$ (ρ — плотность плаэмы). По обе стороны от ударното перехода (и, возможно, внутри него) возбуждена мелкомасштабная МГД-турбулентность, способная резонансно рассенвать частицы в широком интервале энергий E. Коэффициенты пространственной диффувии частиц сорта α : $D_{1,2}^{(\alpha)}(E, z)$ зависят от энергии и координаты 2, отсчитываемой от фронта вдоль нормали УВ (рассматриваем одномерный, плоский случай). Тогда, при условии $\delta \ll D_{1,2}^{(\alpha)}(E)/u_1$, соответствующем частицам с достаточно большой энергией $E > E_{\min}^{(\alpha)}$, за фронтом УВ вырабатывается степенной энергетический спектр

 $N_2^{(a)}(p) \propto p^{-q},$ (1)

где q = 3r/(r-1) не зависит от a, p — импульс частицы. Характерное время формирования спектра (1) от энергии $E_{\min}^{(\alpha)}$ до некоторой текущей $E \gg E_{\min}^{(\alpha)}$ есть [5-8]:

$$\tau_{a}^{(a)}(E) \gtrsim \frac{D_{1}^{(a)}(E) + D_{2}^{(a)}(E)}{(u_{1} + u_{2})^{2}}$$
(2)

Весьма важным является вопрос об эффективности пресбразования $e^{(\alpha)}$ плотности энергии набегающего потока $\varphi_1 u_1^2$ з полную плотность энергии ускоренных частиц с $E > E_{\min}^{(\alpha)}$:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N_2^{(\alpha)}(p) E(p) p^2 dp = e^{(\alpha)} \rho_1 u_1.$$
(3).

Он тесно связан с вопросом о влиянии ускоряемых частиц на структуру УВ [6-8]. В настоящее время удовлетворительное решение данных вопросов отсутствует, хотя и получен ряд важных результатов (см. [6-8]). При приложении рассматриваемого механизма к астрофизическим объектам, помимо указанных трудностей, возникает проблема нахождения D1. 2. входящих в $\tau_q(E)$ согласно (2) и определяющих максимально достижимые энергии ускоренных частиц $E_{max}^{(2)}$ (значения $u_{1,2}$ очитаются приблизительно известными). Возникает проблема нахождения свойств мелкомасштабной МГД-турбулентности в области фронта УВ. Одним из возможных механизмов является генерация МГД-волн самими ускоряемыми частицами [3, 10]. Разумеется, при этом необходима постоянная «инжекция» частиц при $E \sim E_{\min}$ [5-8]. Сейчас имеются экопериментальные свидетельства в пользу действия такого самосогласованного механизма в области УВ в солнечном ветре [11]. В опубликованной недавно работе автора [12] иден. расчета [10] были распространены на случай ультрарелятивистских частиц. В настоящей работе мы применяем результаты [10, 12] к проблеме ускорения частиц в радиогалактиках.

2. Физические основы модели. Согласно [10, 12], усиление турбулентности альвеновских волн ускоряемыми на УВ частицами происходит в области предфронта на характерном расстоянии

$$z_1(\omega) = u_1/\Gamma_m(\omega),$$

(4))

где

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

$$\Gamma_{m}(\omega) = \frac{3\pi}{4q(q-2)} \frac{u_{1}}{\upsilon_{a}} \omega_{B}^{(\rho)} \sum_{\alpha} \frac{z^{(\alpha)}}{z^{(\alpha)}} \frac{m_{\rho} u_{1}^{2}}{E_{\min}^{(\alpha)}} \left(\frac{\omega}{\omega_{\max}^{(\alpha)}}\right)^{q-3} \theta\left(\omega_{\max}^{(\alpha)} - \omega\right) \theta\left(\omega - \omega_{\min}^{(\alpha)}\right)$$
(5)

— характерный инкремент. Здесь ω —частота волн, определенная в системе покоя некоторого элемента плазмы, v_{α} — альвеновская скорость, $\varepsilon^{(\alpha)}$ — коэффициент преобразования (см. (3)), m_{ρ} — масса покоя протона, $\omega_{\mu}^{(\alpha)}$ — протонная гирочастота,

$$\omega_{\min(\max)}^{(r)} = \omega_B^{(o)} \frac{v_s}{c} \frac{m_p c^2}{E_{\max(\min)}^{(r)}}$$
(6)

— резонансные частоты, соответствующие предельным энергиям $E_{\max(m)}^{(\alpha)}$ степенного спектра (1). Параметр $x^{(\alpha)} = (q-4)^{-1}$ при q > 4, $x^{(\alpha)} = \ln (E_{\max}^{(\alpha)} E_{\min}^{(\alpha)})$ при $q \simeq 4$, $x^{(\alpha)} = (E_{\max}^{(\alpha)} / E_{\min}^{(\alpha)})^{4-q} (4-q)^{-1}$ при q < 4. Максимальные значения спектральной плотности энергии альвеновских волн $W_m(\omega)$ достигаются на фронте УВ, причем, согласно [10, 12],

$$\frac{W_{m}(\omega)\omega}{W_{B}} = \frac{3\pi}{8\pi q (q-2)} \sum_{\alpha} \frac{\varepsilon^{(\alpha)}}{z^{(\alpha)}} \frac{u_{i}}{u_{a}} \left(\frac{\omega}{\omega^{(\alpha)}_{\max}}\right)^{q-4} \theta \left(\omega - \omega^{(\alpha)}_{\min}\right) \theta \left(\omega^{(\alpha)}_{\max} - \omega\right), (7)$$

где $W_B = B_1^2 8$: — плотность энергии регулярного магнитного поля, и $\sigma \gtrsim 1$. За фронтом УВ турбулентность затухает с характерным масштабом $z_3(\omega) \sim (u_1/v_{\sigma}) z_1(\omega)$. Все эти результаты получены в квазилинейном приближении относительно $W(\omega, z)$, а также при условиях $\delta \ll D_{1,2}(E) | u_1 | u$

$$\boldsymbol{v}_a \ll \boldsymbol{u}_1 \ll \boldsymbol{c}. \tag{8}$$

Ускоряемые частицы считались ультрарелятивистскими, E = cp, и УВ — параллельной, $u_1 | B$. Зная $W_m(\omega)$, можно сделать оценку $D_{1,2}(E)$ в области $|\Delta z| \leq z_1$. Согласно [10, 12], $D(E) \sim c^2 | \Omega_a(E) |^{-1} W_B | W(\omega_r^{(a)}) \times \omega_r^{(a)}$, где $\omega_r^{(a)}(E)$ — резонансная частота, определяемая аналогично (6), $\Omega_a(E)$ — релятивистская гирочастота. Подставляя (7), получим:

$$D_{\min}^{(\alpha)}(E) \sim u_1 \cdot z_1(E), \qquad (9)$$

тде $z_1(E)$ получается подстановкой в (4) резонансной частоты $\omega^{(x)}(E)$. Используя (9), определим $\tau_u(E)$ согласно (2) и сравним его с характерными временами энергетических потерь ускоряемых частиц. В случае релятивистских электронов $\tau_a^{(*)} \sim D_{\min}^{(*)}/u_1^2$ следует сравнить с временем синхротронных потерь $\tau_m(E) \approx (5 \cdot 10^8/B^2) (m_e c^2/E)$ (c), а в случае протонов — с "временем жизни" τ_L УВ. Таким образом, макси мальные энергии ускоренных частиц $E_{\max}^{(*,p)}$ определяем из условия

125

В. Н. ФЕДОРЕНКО

$$\tau_a^{(e)}(E_{\max}^{(e)}) = \tau_m(E_{\max}^{(e)}) \tag{10}$$

- для электронов и

$$\tau_a^{(p)}\left(E_{\max}^{(p)}\right) = \tau_L \tag{11}$$

- для протонов. Используя формулы (4), (6), (9)-(11), получим:

$$\frac{E_{\max}^{(e)}}{E_{\min}^{(e)}} \lesssim \left[\frac{3\pi}{4q(q-2)} \frac{5 \cdot 10^8}{B_1^2} \omega_B^{(p)} \frac{m_e c^2}{E_{\min}^{(e)}} \frac{m_p u_1^2}{w_a} \frac{u_i}{v_a} \frac{\varepsilon^{(e)}}{z_a^{(e)}}\right]^{\frac{1}{q-2}}, \quad (12)$$

$$\frac{E_{\max}^{(p)}}{E_{\min}^{(p)}} \lesssim \left[\frac{3\pi}{4q(q-2)} \frac{u_1}{v_a} \omega_B^{(p)} + \frac{\varepsilon^{(p)}}{x^{(p)}} \frac{m_p u_1^2}{E_{\min}^{(p)}}\right]^{\frac{1}{q-3}}.$$
 (13)-

Следует отметить, что величины $e^{(e_{*},p)}$, $E_{\min}^{(e_{*},p)}$, q (так же, как и B_{1} , u_{1} , v_{a} , τ_{L}) являются свободными параметрами данной модели. На величину $e^{(e_{*},p)}$ и q мы можем наложить ограничения из астрофизических соображений (см. ниже). Ограничения же на $E_{\min}^{(e_{*},p)}$ могут быть получены из физических аргументов. Для того, чтобы избежать циклотронного затухания альвеновских волн и обеспечить питч-угловое рассеяние частиц, необходимо условие $\omega < \omega_{B}^{(e)} / \sqrt{\beta}$ [13], где $\beta = 8\pi\rho T / m_{\rho}B^{2}$ — отношение теплового давления к магнитному. Используя (6), получим:

$$\frac{E_{\min}^{(s,\,\rho)}}{m_{\rho}c^{2}} > \frac{v_{a}}{c} \sqrt{\beta}. \tag{14}$$

Условие (14) не означает, что ускорения частиц с $E < E_{\min}$ не происходит. Просто это есть предел применимости рассматриваемого механизма с альвеновскими волнами. К сожалению, мы не можем использовать условия $\delta \ll D_{\min}(E)/u_1$ (см. введение), т. к. толщина ударного перехода δ нам неизвестна. Если полагать, как в [4], что $\delta \sim ru$ рорадиуса тепловых протонов, то значения $E_{\min}^{(e,p)}$ получаются меньшими, чем из условия (14). Наконец, скажем об учете членов, квадратичных по $W_m(\omega)$. Сравним квазилинейный инкремент $\Gamma_m(\omega)$ с нелинейным $\Gamma_{NL}(\omega) \sim \omega^2 W(\omega)/W_B$ [14]. Подставляя в него $W_m(\omega)$ согласно (7) и учитывая (5), получим: $\Gamma_{NL}(\omega)/\Gamma_m(\omega) \sim \frac{\sigma}{2\pi^2} \frac{v_a c}{u_1^2} \sim 0.1$ ($v_a c/u_1^2$). При $\Gamma_{NL}(\omega) > \Gamma_m(\omega)$ решение (7), вообще говоря, некорректно. Мы приведем оценки Γ_{NL}/Γ_m в следующем разделе.

3. Ускорение частиц в областях торможения сверхзвуковых струй в радиогалактиках. Предположим, что в области «торячих пятен» радиога-

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

лактик имеются бесстолкновительные УВ, образованные торможением «струй» о межгалактический газ [9]. Будем считать, что «струи» состоят из водородной плазмы с примесью релятивистских частиц. К «сожалению, параметры «струй» известны плохо. Мы выберем следующие ориентировочные значения параметров потока перед УВ:

$$\overline{u_1} = 3 \cdot 10^9 \text{ cm/c}; \quad \overline{n_1} = \overline{\rho_1}/m_\rho = 10^{-5} \text{ cm}^{-3}; \quad \overline{B}_1 = 10^{-5} \text{ \Gammac.}$$
 (15)

При этом, $\overline{u_a} \approx 0.8 \cdot 10^9$ см/с, и условие (8) приближенно выполнено. В качестве $\overline{\tau_L}$ примем характерное время существования УВ в пределах "горячего пятна": $\tau_L \sim R/u_{exp}$, где $R \sim 1$ кпк — типичный размер "пятен" [9], u_{exp} — скорость их расширения. Согласно современным представлениям [9], $u_{exp} < u_1$; типичное значение $u_{exp} \sim 0.03$ с. Тогда характерная величина $\overline{\tau_L} = 10^5$ лет. Выбранные значения параметров (15) не противоречат имеющимся представлениям о "струях" [9]. Используя (15), перепишем формулы (12), (13) в следующем виде:

$$\frac{E_{\max}^{(e)}}{E_{\min}^{(e)}} \lesssim 10^{\frac{20}{q-2}} \left[\frac{\varepsilon^{(e)}}{q(q-2) \, \varkappa^{(e)} (\chi^{(e)}_{\min})^2} \left(\frac{u_1}{\overline{u_1}} \right)^3 \left(\frac{B_1}{B_1} \right)^{-2} \left(\frac{n_1}{\overline{n_1}} \right)^{1/2} \right]^{\frac{1}{q-2}}, \quad (16)^{e}$$

$$\frac{E_{\max}^{(p)}}{E_{\min}^{(p)}} \lesssim 10^{\frac{10}{q-3}} \left[\frac{\varepsilon^{(p)}}{q (q-2) \, \varkappa^{(p)} (\lambda_{\min}^{(p)})^2} \left(\frac{u_1}{\overline{u_1}} \right)^3 \left(\frac{\overline{n_1}}{\overline{n_1}} \right)^{1/2} \frac{\overline{\tau_L}}{\overline{\tau_L}} \right]^{\frac{1}{q-3}}, \quad (17)$$

где $\chi_{\min}^{(a)} = E_{\min}^{(a)} m_z c^2$. Выше уже указывалось, что мы не можем рассчитать величину є^(а), так же, как и структуру УВ, определяющую, сотласно (1), q и r. Будем предполагать, что рассматриваемый ускорительный механизм действительно работает в наших условиях, и тогда из наблюдательных данных сможем наложить ограничения на є^(e) и q, входящие: в (16), (17). Известно, что релятивистские электроны в области «горячих пятен» имеют показатель спектра 4 < q < 5 [9]. Сравнение наблюдательных данных с гидродинамическими моделями формирования радиогалактик из «струй» поэволяет дать оценку є(•) $\geq 10^{-4}$ [9, 15] — по крайней мере для объектов типа FR II [9], в которых существование сверхзвуковых «струй» весьма вероятно [9]. Если на УВ происходит ускорение электро-нов, то должны ускоряться и протоны [5-8]. Относительно е(р) ничего не. известно, но по аналогии с космическими лучами [5-8] можно предположить, что $\varepsilon^{(p)} \gtrsim \varepsilon^{(*)}$. Для оценки $E_{\min}^{(a)}$ согласно (14) следует знать величину в лю обе стороны фронта УВ. К сожалению, температура плазмы «струй». из наблюдений не определяется [9]. Более того, неясно, можно ли вообщеговорить о температуре в такой бесстолкновительной ситуации. Однако,

если использовать гидродинамическую оценку температуры плазмы за фронтом: $T_2 \sim 0.1 \ m_p u^2/k \sim 10^{10} \ (u_1/u_1)^2$ К, то получим: $\beta_2 \sim 5 \ (u_1/u_1)^2 \times (n/n) \ (B_1/B_1)^{-2}$. Таким образом, возможно, что $\beta_2 \gtrsim 1$, а $\beta_1 < 1$. Тогда, считая $v_a \sim 10^9$ см/с, получим из (14): $E_{\min}^{(a,p)} \sim 10^2 \ m_c c^2$.

Сделаем оценку $E_{\max}^{(e)}$, пользуясь формулой (16). Подставляя "средние" значения u_1 , n_2 , B_1 согласно (15), $e^{(e)} = 10^{-5}$, q = 4, получим: $E_{\max}^{(e)} \leq 3 \cdot 10^7 \ m_e c^2$. Заметим, что при q = 4 величина $E_{\min}^{(e)}$ входит в (15) только в виде $x^{(e)} = \ln (E_{\max}^{(e)}/E_{\min}^{(e)})$, т. е. зависимость $E_{\max}^{(e)}(E_{\min}^{(e)})$ сравнительно слабая. Зависимость $E_{\max}^{(e)} \propto \sqrt{e^{(e)}}$ также слабая. Как следует из (16), зависимость $E_{\max}^{(e)}$ от u_1 , B_1 и q весьма существенна. Так, если при "средних" параметрах положить q = 5, то $E_{\max}^{(e)} \leq 10^6 \times m_e c^2$. Приведенные оценки дают представление о возможных $E_{\max}^{(e)}$. Отметим, что интервал энергий $10^2 \leq E_{\max}^{(e)}/m_e c^2 \leq 10^6$ ускоренных влектронов со степенным спектром охватывает весь наблюдательный радиодиапазон 10^7 Гц $\leq v \leq 10^{10}$ Гц и оканчивается в оптической области, поскольку $v \approx (\omega_B^{(e)}/2\pi) (E/m_e c^2)^2 \approx 30 (B/B_1) (E/m_e c^2)^2$.

Сделаем оценку характерного масштаба ускорения $z_1(E)$ согласно (4) — (6). Полагая $u_1 = u_1$, $B_1 = \overline{B}_1$, $n_1 = \overline{n}_1$, q = 4, $\varepsilon^{(e)} = 10^{-3}$, $E_{\min}^{(e)} = 10^2 m_e c^2$, получим: $z_1(E) \approx 10^{13}$ ($E/m_e c^2$) см. Таким образом, при $E = E_{\min}^{(e)} = 10^2 m_e c^2$, $z_1 \approx 10^{15}$ см $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ пк, а при $E = E_{\max}^{(e)} = 10^{10}$ см ≈ 3 пк. Все эти масштабы много меньше размеров "горячих пятен" $R \sim 1$ кпк [9].

Сделаем также оценку $D_{\min}^{(e)}(E)$ согласно (9) при тех же "средних" параметрах, что и z_1 . Получим: $D_{\min}^{(e)}(E) \approx 3 \cdot 10^{22} (E/m_e c^2) \text{ см}^2/\text{с}$. При произвольном q: $D_{\min}^{(e)}(E) \propto E^{q-3}$.

Наконец, оценим относительную плотность энергии турбулентности согласно (7). При q = 4, $\varepsilon^{(*)} = 10^{-3}$, $u_1/v_a = 3$, $\sigma = 3$, $x^{(*)} = 10$ получим: $\omega \cdot W_m(\omega)/W_B = 10^{-5}$, т. е. турбулентность слабая. Оценка величины Γ_{NL}/Γ_m (см. конец раздела 2) дает $\Gamma_{NL}/\Gamma_m \leq 1$, т. е. решение (7) корректно.

Аналогичные оценки для протонов по формуле (17) с $z^{(s)} = 10^{-3}$ дают $E_{max}^{(p)} \leq 10^3 m_p c^2$.

4. Обсуждение результатов и перспективы исследований. 1) С нашей точки эрения наиболее важным результатом модели является возможность получения электронов со степенным опектром в интервале энертий $.10^2 \leq E_1 m_e c^2 \leq 10^6$ в сбластях «горячих пятен» радиогалактик.

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

2) При всей неопределенности в выборе параметров для протонов, оценка $E_{\rm max}^{({\rm s})} \lesssim 10^3 \ m_p c^3$ отвергает возможность объяснения космических лучей сверхвысоких энергий, $E \gg 10^6$ ГэВ [5—8], ускорением в радногалактиках в рамках рассмотренного механизма.

3) Неопределенности физических параметров, а также внутренние трудности используемого ускорительного механизма не позволяют рассматривать полученные результаты как окончательные. Они лишь дают основание продолжать исследование затронутых вопросов.

4) С нашей точки зрения, для выяснения механизма ускорения частиц в радиоталактиках, теория, совместно с наблюдениями, должна дать ответы на следующие вопросы: а) из какого вещества состоят «струи» и какозы их физические параметры? б) Возможно ли существование бесстолкновительных УВ в области торможения «струй» и какова структура УВ? в) Какова эффективность ускорения $\varepsilon^{(a, p)}$? г) Каковы характеристики турбулентности (крупно- и мелкомасштабной) в области торможения «струй»? д) Возможно ли с помощью рассмотренного механизма получать «универсальные» спектры с 4 < q < 5? е) Если ускорение частиц происходит на УВ в области торможения «струй», то как происходит дальнейшая транспортировка частиц из «горячих пятен» на периферию выброссв радногалактик?

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР

SHOCK WAVE PARTICLE ACCELERATION IN RADIO GALAXIES

V. N. FEDORENKO

It has been shown that the electrons with the Lorentz factors $10^3 \leq \gamma \leq 10^6$ can be produced within the context of the shock wave acceleration mechanism, in conditions of radiogalaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ф. Крымский, Докл. АН СССР, 234, 1306, 1977.

- 2. W. I. Axford, E. Leer. G. Skadron, Proc. 15-th Int. Cosmic Ray Conf., 11, 132, 1977.
- 3. A. R. Bell. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 182, 147, 1978.

.4. R. D. Blandford, J. P. Ostriker, Astrophys. J., 221, L 29, 1978.

5. I. N. Toptyghin, Space Sci. Rev., 26, 157, 1980.

9-21

129

- 6. W. I. Axford, Proc. 17-th Int. Cosm. Ray Conf., 12, 155, 1981.
- 7. L. O'C. Drurt, Rep. Progr. Phys., 46, 973, 1983.
- 8. H. J. Volk, Proc. 19-th Rencontre de Moriond Astrophys. Meet., p. 281, 1984.
- 9. M. C. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees, Rev. Mod. Phys., 56, No. 2, 255, 1984.
- 10. M. A. Lee, J. Geophys. Res., 88, 6109, 1983.
- 11. M. Scholer, Proc. 19-th Int. Cosm. Ray Conf., Invited Highlight, 1985.
- 12. В. Н. Федоренко, Г. Д. Флейшман. Физ.-техн. нв-т АН СССР, Препр. № 1047,... Ленинград, 1986.
- 13. A. Achterberg, Astron. and Astrophys., 98, 161, 1981.
- 14. В. Н. Цытович, Теория турбулентной плазмы, Атомиздат, М., 1971.
- 15. В. Н. Фелоренко, А. С. Зенцова, Астрон. ж., 63, 38, 1986.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск 1

УДК: 524.338.6:520.824

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ДВУХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК С ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Г. М. ТОВМАСЯН, В. П. ЗАЛИНЯН Поступила 6 июля 1987 Принята к печати 20 октября 1987

Приведены результаты синхронных двухцветных (U, B) электрофотометрических наблюдений вспышек звезд EV Lac и BY Dra с постоянной времени интегрирования 0.1 с. Показана корреляция между амплитудой ΔU в максимуме вспышки и показателем цвета U—В в тот же момент. Полученные результаты создают серьезные трудности в объяснении природы звездных вспышек.

Изучение феномена вспышек звезд весьма важно для понимания процесса образования и эволюции звезд. После того, как В. А. Амбарцумяном [1] было предсказано, что почти все звезды молодого скопления Плеяды должны быть вспыхивающими, что в дальнейшем было подтверждено наблюдениями, стало ясно, что фаза вспышечной активности звезд является неизбежной на ранних стадиях их эволюции.

Из этого следовало, что любая гипотеза по происхождению и развитию эвезд должна предусмотреть эту фазу вспышечной активности. Существующие гипотезы вспышек звезд (общирный обзор которых дан Р. Е. Гершбергом [2, 3]) встречаются с затруднениями даже без учета этого требования. С другой стороны обнаруженная вспышечная активность у молодых эвезд находит естественные толкования в рамках концепции В. А. Амбарцумяна [4], согласно которой вспышки обусловлены освобождением энергии при взрывах в верхних слоях атмосферы эвезд сгустков сверхплотной протозвездной материи. Естественно при этом, что чем моложе звезда, тем больше у нее может быть запасов этих сгустков, следовательно, тем чаще у нее могут наблюдаться вспышки. При этом, чем выше слои атмосферы, где происходит взрыв сгустка протозвездной материи, тем более скоротечной может оказаться наблюдаемая вспышка. С этой точки зрения весьма примечательно, что в последние годы разными наблюдателями были обнаружены короткие вспышки типа всплесков с длительностью около секунды и меньше [5-13]. Такие вспышки,

вполне возможные по представлениям В. А. Амбарцумяна, поставили бы дополнительные трудности для других моделей вспышек звезд. Однако реальность таких вспышек всегда остается под сомнением, поскольку они аппаратурное или атмосфернсе происхождение и, вполне могут иметь тем самым, не иметь ничего общего с повышением яркости наблюдаемой звезды. Учитывая важность установления достоверности таких коротких вспышек. а также важность изучения их кривых блеска для понимания самой понроды вспышек, в Бюраканской астрофизической обсерватории нами был создан двухканальный электрофотометр, регистрирующий вспышки одновременно в двух цветах, U* и B*, с высоким временным оазрешением [14]. (В качестве фильтров использованы цветные стекла, которые дают цветовую систему, близкую к стандартной U, B). Этот электрофотометр является усовершенствованным вариантом одноканального электрофотометра на базе микро-ЭВМ, в котором запись сигнала с постоянной времени интегрирования до 0.01 с производится только во время вспышки. Иными словами, система регистрации включается автоматически только при превышении сигнала в цвете U* среднего уровня флуктуаций на заданную величину (более 5 σ). Средний уровень сигнала от звезды (вместе с фоном неба и собственными шумами фотоумножиопределяется подключенной к электрофотометру теля) микро-ЭВМ «Электроника 60» по 100 отсчетам, предшествующим вспышке.

Уже первые наблюдения на 40-см телескопе типа Кассегрена Бюраканской астрофизической обсерватории с использованием упомянутого электрофотометра обнаружили несколько вспышек звезд, продолжительностью менее одной секунды [15].

Результаты двухцветных наблюдений вспыхивающих звезд EV Lac и BY Dra с постоянной времени интегрирования 0.1 с и порогом

Дата	UTmax	Dcex	Δmu	Δm _B	U*-B*
1985		1		130	
1, 6 августа	22 ^h 17 ^m 53 [*]	0.4	2.86	1.36	-0.40
2,7	23 17 34	0.7	4.94	1.50	-2.34
3,9 "	23 50 06	0.3	1.79	0.82	0.13
4, 28 октября			and the second	Carlos and	
a	19 06 29 .	5.3	1.53	0.86	0.43
Ь	19 06 33	4.0	1.68	0.91	0.33

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАБЛЮДЕННЫХ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ EV Lac

Таблица 1

срабатывания системы 5 о приведены в табл. 1 и 2, где в первом столбце указаны даты наблюдений, во втором—моменты максимумов вспышек

11175

НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

по всемирному времени; в третьем—длительности вспышек в цвете U^* ; в четвертом—амплитуды вспышек в цвете U^* ; в пятом—амплитуды вспышек в цвете B^* ; в шестом — цвета звезд в максимуме вспышки. Полное время двухцветных наблюдений звезды EV Lac составило 16 часов, а для BY Dra—9 часов. Кривые яркости некоторых из этих вспышек приведены на рис. 1 и 2.

Дата	UTmax	Dcex	ΔmU	Δm _B	U*-B*
1986	1.7			198 2	
1, 9 нюля	21 ^h 55 ^m 39 ^s	0.2	1.03	0.24	0.21
2 "	21 59 53	0.2	0.95	0.41	0.49
3 "	22 03 22	0.2	1.11	0.15	0.04
4	22 08 04	0.2	1.06	0.0	-0.06
5 "	22 09 43	0.2	1.13	0.30	-0.10
6 "	22 13 16	0.2	1.17	0.0	0.17
7 "	22 14 51	, 0.2	0.93	0.20	0.09
8, 23 "	19 25 17	4.0	1.85	0.75	0.10
	C 2015 1			19	-

Таблица 2 ХАРАКТЕРИСТИКИ НАБЛЮДЕННЫХ ВСПЫШЕК ЗВЕЗДЫ ВУ Dra

Если исходить из предположения, что плотность фонового излучения постоянна во времени, то вероятность ложного обнаружения одного всплеска одновременно в двух каналах при определенном времени наблюдения T и заданном пороге обнаружения M можно определить по формуле [14]:

$$P = 1 - [1 - F^{2} \{ 2 \sqrt{N \cdot \tau} - 2 \sqrt{M + 1} \}]^{k},$$

где F—функция нормального распределения, \overline{N} —среднее число фотоимпульсов за единицу времени, M—определяется как $M = \overline{N} + m \sqrt{\overline{N}}$, k — количество отсчетов, определяющее продолжительность наблюдений $T = \tau \cdot k$, τ —постоянная времени интегрирования, m—коэффициент, принятый в наших наблюдениях равным 5.

В соответствии с этой оценкой, одна ложная вспышка одновременно в двух каналах может быть зарегистрирована за 3·10⁶ часов наблюдений.

Такая же оценка вероятности ложной вспышки получается и при подсчете по формуле

$$P=\frac{(\overline{N}\cdot\tau)^{N}}{N!}e^{-\overline{N}\cdot\tau}.$$

Так, при \overline{N} =250 имп/с, τ =0.1 с, m=3 и соответствующем пороге обнаружения M=40, P=3·10⁻⁶, одно ложное обнаружение может произойти за ~ 10⁶ непрерывных измерений (отсчетов) или за 28 часов при двухканальном режиме работы. А если принять m=5, как при наших наблюдениях, то ложный отсчет, принимаемый за вспышку, будет иметь место за более чем 10⁶ часов.



Рис. 1. Вспышка звезды EV Lac, зарегистрированная 7 августа 1986 г.

По приведенным формулам определяется вероятность только одного ложного всплеска. Очевидно, что вероятность ложного обнаружения нескольких следующих друг за другом отсчетов, как при обнаруженных вспышках, практически сводится к нулю.

При такой оценке, естественно, не учитывается цвет предполагаемой ложной вспышки. В действительности же имеется определенная корреля-

НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

ция между амплитудой ΔU в максимуме вспышки и показателем цвета U_B в тот же момент времени [16]. И весьма примечательно, что соответствующие величины обнаруженных нами вспышек (с постоянной времени 0.1 с) достаточно хорошо удовлетворяют этой зависимости (рис. 3). Очевидно, что при случайных шумовых пичках на записи наблюдений эти параметры шумовых всплесков не удовлетворяли бы данной зависимости. Кроме того, это исключает также атмосферное происхождение регистрируемых нами всплесков.



117

Рис. 2. Вспышка звезды EV Lac, зарегистрированная 28 октября 1986 г.

До использовання в реальных наблюдениях система регистрации прошла лабораторные испытания для исследования возможности регистрации всплесков, вызванных колебаниями квантового выхода фотоумножителей. За время испытаний, общей длительностью 20 часов, не было зарегистрировано одновременно в двух каналах ни одного отсчета, превышающего 3 о.

Кратковременность обнаруженных вспышек ставит серьезные трудности в объяснении природы вспышек. Действительно, в случае вспышжн, представленной на рис. 1а, яркость звезды возросла почти в сто раз за время порядка 0.2 с, а в других случаях, возможно, и за время меньше 0.1 с, т. к. по. двум точкам на кривой нарастания яркости нельзя уверенно говорить об истинной длительности фронта нарастания яркости. Если допустить, что внешняя граница области вспышки распространяется через атмосферу звезды со скоростью даже в 5000 км с⁻¹, то диаметр этого объема достигнет за 0.2 с лишь 2000 км, или же меньше, если длительность фронта нарастания вспышки менее 0.1 с. Диаметр самой звезды при этом порядка $5 \cdot 10^5$ км [17]. Следовательно, чтобы объяснить наблюдаемое увеличение яркости звезды, необходимо, чтобы поверхностная яркость области, обуславливающей вспышку, была бы, как минимум, в $6 \cdot 10^6$ раз больше поверхностной яркости фотосферы звезды. Другой возможностью является расширение облака релятивистских частиц в вакууме или в очень разреженной среде. В обоих случаях требуется необычное распределение внергии источника вспышки. Очень трудно представить себе природу такого процесса.



Рис. 3. Зависимость между ΔU_{max} и U—B вспытех EV Lac; О — наблюдения авторов, • — данные работы [17].

Решение проблемы может быть найдено при привлечении гипотезы В. А. Амбарцумяна о существовании сверхплотной протозвездной материи и ее взрывах в верхних слоях атмосферы звезд [4]. Возможно, чтос процессами освобождения внергии протозвездного вещества связаны и обнаруженные миллисекундные вспышки в радиодиапазоне [18], которые, очевидно, происходят в звездных коронах.

136

В заключение авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну за постоянный интерес к работе и ценную дискуссию.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

SIMULTANEOUS TWO-COLOUR OBSERVATION OF STELLAR FLARES WITH A HIGH TIME RESOLUTION

H. M. TOVMASSIAN, V. P. ZALINIAN

The results of simultaneous two-colour (U, B) electrophotometricobservations of the flare stars EV Lac and BY Dra with 0.1 s time constant are presented. It is shown that there is a correlation between the amplitude of ΔU at the flare maximum and the colour index U-Bat the same time. The obtained results raise essential difficulties in explaining the nature of stellar flares.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, в сб. «Звезды, туманности, галактики», Изд. АН Арм.ССР, 1969, стр. 283.
- 2. Р. Е. Гершберг, Вспышки красных карликовых звезд, Наука, М., 1970.
- 3. Р. Е. Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
- 4. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 13, 3, 1954.
- 5. S. Cristaldi, M. Rodono, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 10, 47, 1973.
- 6. T. J. Moffett, Astrophys. J. Suppl. Ser., 29, 273, 1974.
- 7. B. W. Bopp. T. J. Moffett, Astrophys. J., 185, 239, 1973.
- 8. K. Kodaira, K. Ishimura, S. Nishimura, Publ. Astron. Soc. Jap., 28, 665, 1976.
- 9. Д. Е. Эванс, в сб. «Вспыхивающие звезды», Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1977.. стр. 35.
- 10. A. N. Jarret, J. van Rooyan, IBVS, No. 1612, 1979.
- 11. M. K. Tsvetkov, A. P. Antov, A. G. Tsvetkov, Eruptive Phenomena in Stars, Budapest, 1986.
- 12. M. K. Tsvetkov, A. P. Antov, A. G. Tsvetkov, IBVS, No. 2972, 1986.
- 13. В. П. Залинян, Г. М. Товмасян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 58, 87, 1986.
- 14. А. Д. Веревкин, В. Г. Коваленко, Б. В. Поленов, М. А. Сабиров, М. В. Соловьев, в сб. «Изучение гамма-всплесков автоматическими станциями», Наука. М., 1983, стр. 42.
- 15. V. P. Zalinian, H. M. Tovmassian, IBVS, No. 2992.
- 16. Г. А. Гурвадян, Звездные вспышки, Наука, М., 1985.
- B. W. Bopp, R. D. Gehrz, J. A. Hackwelle, Publ. Astron. Soc. Pasif., 86, 939. 1974.
- 18. K. R. Lang, R. F. Wilson, Astrophys. J., 305, 353, 1986.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

.УДК: 524.316—355

БЕРНЕС 48—СЛУЧАЙ ОПТИЧЕСКИ НАБЛЮДАЕМОГО АНИЗОТРОПНОГО ВЫБРОСА. І

Т. Ю. МАГАКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН Поступила 27 мая 1987 Принята к печати 10 августа 1987

Приведены результаты спектрального исследования объекта Бернес 48 (RNO 129), являющегося эмиссионной звездой с кометарной туманностью очень малого раззмера. Звезда имеет спектральный класс G—К и обладает умеренно развитым эмиссионным слектром типа Т Тельца с заметными запрещенными личиями. Спектр туманности отличается от спектра звезды резким усилением абсорбционных линий бальимеровской серии и ослаблением всех эмиссий. По лучевым скоростям все линии в спектрах звезды и туманности можно разделить на две системы: все разрешенные эмиссии имеют скорость около + 40 км/с, а запрещенные эмиссии и все абсорбции — около — 140 км/с. Предложена предварительная феноменологическая модель объекта: звезда с анизотропным выбросом вещества и биполярной туманностью, ориентированной лочти по лучу зревия.

1. Введение. Выброс вещества из некоторых звезд типа Т Тельца и Ве/Ае-звезд Хербига в виде коллимированных струй быстродвижущегося газа был обнаружен недавно. Первым указанием на существование таких выбросов явились данные наблюдений молекулярных радиолиний [1, 2], и лишь впоследствии были получены радио [3, 4] и оптические изображения [5, 6, 7] струй. Возможности спектрального обнаружения анизотропных выбросов из молодых звезд еще более ограничены, и только в случае широко известного объекта NGC 2261 такие наблюдения однозначно указывают на биполярное истечение [8—11].

В ходе выполняемого с помощью ТВ-сканнера на 6-м телескопе САО АН СССР спектрального обзора туманных объектов в темных облаках было обнаружено, что объект, включенный в каталоги Бернеса [12] (№ 48) и Коәна [13] (RNO 129) обладает спектральными характеристиками, указывающими на анизотропный выброс вещества. Начиная с 1981 г., он регулярно наблюдается нами с целью подробного изучения. Первые результаты исследования Бернес 48 уже сообщались [14, 15]. Ввиду общирности накопленного спектрального материала данная статья посвящена описанию основных свойств объекта и вытекающей из них его феноменологической модели. В следующей статье будут приведены, результаты детальной опектрофометрии Бернес 48.

2. Наблюдения. На Паломарском атласе (рис. 1) объект Бернес 48 выглядит соответственно описанию в каталоге Корна: красная звезда с несколько удлиненным в направлении N—S изображением и отдельно от нее несколько красных туманных пятен, наиболее яркое из которых имеет звездоподобное ядро. На синей карте эти пятна практически не видны. Вся группа расположена внутри небольшого темного облака, напоминающего глобулы Бока, которое не включено в каталоги темных туманностей и лежит довольно далеко от галактической плоскости. $(b=20^\circ.61)$.

На крупномасштабных снимках, полученных с помощью 2.6-м рефлектора ЭТА Бюраканской обсерватории, хорошо видно, что с северной стороны к звезде прилегает компактная туманность, вызывающая вышеотмеченное удлинение ее изображения (рис. 2). Протяженность ее составляет не более 15". Переменности в блеске или форме не замечено.

Все данные, имевшиеся о звезде до начала наших наблюдений, содержались в каталоге Козна [13]: величина V = 15.8, спектральный класс G:, линия H_a в эмиссии.

Наши наблюдения 1981—83 гг. проводились с 500-канальным ТВсканнером, расположенным в первичном фокусе БТА САО АН СССР, с диафрагмой 2". Сведения о полученных сканах звезды и туманности приведены в табл. 1. В туманности спектроскопировалась область, расположенная к северу от звезды на расстоянии примерно 5—6", причем наблюдения проводились только при хороших изображениях, чтобы свести к минимуму влияние рассеянного света звезды на спектр туманности. Начиная с 1984 г. наблюдения проводились в фокусе Нэсмита, с новой конфигурацией сканнера. Эти данные подробно будут описаны в последующей статье.

Обработка полученного материала (сглаживание и вычитание фона, построение дисперсионных кривых и калибровка сканов по длинам волн; суммирование отдельных экспозиций) была выполнена на ЭВМ СМ-4 Бюраканской обсерватории по комплексу программ, составленному одним из авторов (Т. Ю. М.).

3. Результаты. Типичные сканы звезды и туманности приведены на рис. 3. Эквивалентные ширины и гелиоцентрические лучевые скорости наиболее интенсивных эмиссионных и абсорбционных линий в спектрах звезды и туманности, усредненные по всем сканам 1981—83 гг., представлены в табл. 2. Усреднение было возможно, поскольку заметной спектральной переменности нами не обнаружено.



Рис. 1. Объект Бернес 48 (Паломарский атлас, Е-карта). Туманные пятна обозначены буквами. Волокно к северу от объекта — дефект на карте атласа.



Рис. 2. Крупномасштабный снимок объекта (21 сентября 1984 г. теелскоп ЗТА-2.6, пластинка ZU-21, экспозиция 30 мин).

К ст. Т. Ю. Магакяна, Э. Е. Хачикяна

Спектр звезды, несомненно, позволяет отнести ее к типу T Тельца. Набор вмиссионных линий включает первые члены бальмеровской серин (декремент весьма крут: линия H_{τ} почти неразличима при использованном разрешении), сильную линию K Ca II (линия H существенно слабее), умеренно развитый спектр Fe II, [Fe II] и Fe I. Кроме того, во всех сканах присутствуют запрещенные линии [O I] и [S II], достигающие заметной интенсивности. Флуоресцентная эмиссия в линиях Fe I, по-видимому, слаба или вообще отсутствует. Изучение синей части спектра звезды затрудняется быстрым падением интенсивности континуума.

Дата	Спектр. диапазон (А)	Разрешение (А)	Объект	Общее время накоплення (мин)
00 0 01	7200 6900	5.4	1.1.1	0
23. 9.81	1203-3000	3.4	звезда	0
13		ч	туманность	16
	5000-3700		3863 48	17
20. 6.82	7200-5800	**		10
	11		туманность	20
21.10.82	19	17	звезда	30
		51	туманность	
	5:00-4700	97	3863 4 8	és.
u	99		туманность	11
	5000 - 3700	17	BBOSAR	-
24.10.82			туманность	16
25.10.82	6900-6200	2.7	BBOSA	30
11		91	туманность	30
	6200-5500	**	звезда	12
11. 7.83	7200-5800	5.4	*1	16
	w	11		20
**	**** • ·		туманность	

СКАНЫ ОБЪЕКТА БЕРНЕС 48, ПОЛУЧЕННЫЕ НА БТА В 1981-83 ГГ.

Ив абсорбционных линий хорошо заметен только сильный дублет NaD, но он имеет, несомненно, оболочечное происхождение ввиду высокой отрицательной лучевой скорости. На некоторых сканах более высокого разрешения, полученных в 1984—85 гг. (детально они будут рассмотрены в следующей статье), просматриваются отдельные фотосферные линии поглощения, в первую очередь G—полоса и линия λ 4227 Ca I, что позволяет сделать вывод о правильности отнесения звезды к классу G. Колебания в видимости этих линий можно интерпретировать

Таблица 1

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ	ШИРИНІ	ЫИ	ЛУЧЕ	вые	CKOPOCT	Y
ОСНОВНЫХ	линии в	СПЕ	EKTPE	BEP	HEC 48	

	3803	Aa	Туманность		
Линия	EW, A	V KM/C	<i>EW</i> , A	Vr, RM/C	
6730 [SII]	3.77+1.08	-125 <u>+</u> 12	2.11±1.09	-142 <u>+</u> 65	
6717 [SII]	1.40+0.19	-134±19	+	-142:	
6563 Ha (эмнсс.)	27.39+6.09	+ 37±50	4.68 + 0.78	+99+43	
6563 Ha (a6c.)	- 1	5	2.41±1.31	-332±55	
6364 [OI]	2.59 <u>+</u> 0.73	-156 ± 52	-	1	
6300 [OI]	8.00+1.49	-125 ± 54	3.80 +0.38	—150:	
(D1+D2) Nal (абс.)	7.52±1.27	-154 <u>+</u> 25	7.28±1.40	-300 <u>+</u> 27	
4861 Нз (эмисс.)	6.41±2.41	+ 81±18	-		
4861 Hp (a6c.)	-		3.82+0.16	-231 ± 15	
4340 H ₇ (a6c.)	-		2.85	-133	
4076 [SII]	9.35: <u>+</u> 3.23				
4068 [SII]	13.15:+2.74	-358:±30			
3968 H Call	+		1		
3934 K Call	33:	-30:			



Рис. 3. Фрагменты ряда сканов звезды и туманности в объекте Бернес 48. Интенсивность указана в произвольных единицах. На скане звезды в области λλ 5300-4900 А хорошо заметны многочисленные эмиссионные линии Fe II и Fe I. как наличие в спектре звезды широко известного переменного «голубогоконтинуума». Вообще же существенных изменений в виде спектра и интенсивностях эмиссионных линий не наблюдается. Сопоставление вида непрерывного спектра с данными для других объектов, полученными с той же аппаратурой, а также со стандартными спектральными распределениями энергии для звезд различных классов [16], подтверждает, что спектральный класс звезды, скорее всего, поздний G—ранний K, причем поглощение в непрерывном спектре не менее 3^т (A_V).

Из рассмотрения табл. 2 легко заметить, что по лучевым скоростям все линии в спектре звезды можно разбить на две системы. Разрешенные эмиссии (H_{α} , H_{β} , K Call, а также наиболее сильные линии Fe II, не включенные в табл. 2) имеют лучевую скорость, почти не выходящую по абсолютной величине за пределы ошибок измерений; запрещенные эмиссии, а также линии NaD существенно смещены в синюю сторону. Еще более сильное смещение голубого дублета [S II] может быть результатом ненадежного измерения из-за низкого отношения сигнал/шум.

Что же касается спектра туманности, то самой примечательной и неожиданной его особенностью является наличие в нем хорошо заметных линий поглощения бальмеровской серии. Эмиссионные же линии резко ослаблены по отношению к непрерывному спектру: так, линии Fe II практически не просматриваются, и совершенно исчезают также линии Ca II. Впрочем, в синей области спектра континуум туманности чрезвычайно слаб, и это сильно затрудняет изучение линий короче $\lambda 4300$ A. В целом же распределение энергии в континууме для туманности и эвезды сходно, что указывает на отсутствие заметного поглощения между звездой и туманностью.

Таким образом, линия H_{α} приобретает в туманности профиль типа Р Лебедя. Разброс эквивалентных ширин ее абсорбционного компонента: для разных моментов наблюдений достаточно велик, что позволяет заподозрить переменность его либо во времени, либо по туманности (учитывая трудность наведения на один и тот же ее участок при повторных наблюдениях). Линии H_3 и H_7 являются уже чисто абсорбционными. Лишь линии NaD в спектре туманности выглядят точно так же, как и вспектре звезды.

Как видно из табл. 2, лучевые скорости линий в спектре туманности, в общем, остаются прежними; исключение, возможно, составляет дублет NaD. В то же время бальмеровские линии поглощения, видимые толькоздесь, также имеют сильное синее смещение (причем в случае H_{α} лучевые скорости абсорбционного и эмиссионного компонентов, вероятно, искажены наложением их друг на друга). Отношение интенсивностей линий красного дублета [S II] в спектре звезды равно 0.35—0.4, что соответствует его верхнему пределу и указывает на довольно высокую электронную плотность: $\log N_e \ge 4.5$. В спектре туманности это отношение остается практически прежним.

4. Обсуждение. Приведенные выше данные позволяют с большой уверенностью отнести объект Бернес 48 к классическим системам вида: звезда типа Т Тельца-кометарная туманность. Как по спектру, так и по морфологическим характеристикам звезду можно считать молодым объектом, еще не достигшим главной последовательности. Очень вероятно, что точная фотометрия позволит выявить и переменность ее блеска.

Наиболее интересной особенностью объекта является различие многих деталей спектров звезды и туманности. Для объяснения этого расхождения будем считать, что туманность является, вероятнее всего, отражательной (по крайней мере в основном), и спектр туманности представляет собой отраженный спектр звезды, наблюдаємой под другим углом, чем с Земли. Таким образом, мы имеем дело со спектральной асимметрией звезды (точнее, ее оболочки). Случаи подобной асимметрии для звезд типа Т Тельца уже отмечались, и все они связаны с явлением направленного выброса пещества из звезды. На истечение вещества с большими скоростями однозначно указывает и смещение ряда линий в спектре эвезды. Поэтому привлечение коллимированных потоков для объяснения спектральных аномалий Бернес 48 представляется вполне обоснованным. Описываемая ниже картина является, однако, чисто феноменологической и, конечно, должна быть уточнена и дополнена последующими наблюдениями.

Исходя из того, что и звезда, и туманность испытывают примерно одинаковое покраснение, мы предполагаем, что Бернес 48 представляет собой классическую коническую кометарную туманность со звездой в апексе, ориентированную почти по лучу эрения. Вследствие этого околозвездный пылевой диск слабо экранирует излучение звезды. Эвезда окружена оболочкой, в которой и возникает эмиссионный спектр типа Т Тельца. Коллимированный выброс вещества происходит в направлении туманности. Как известно, спекто подобных струй подобен спектрам объектов Хербига-Аро и характеризуется, в частности, сильными запрещенными эмиссиями [OI] и [S II] [5, 6, 17]. Поэтому вполне логично предположить, что смещенные запрещенные эмиссии в спектре звезды образуются в этом потоке газа. Ослабление этих эмиссий в спектре туманности можно объяснить тем, что излучающая зона со стороны туманности наблюдается под меньшим телесным углом, чем по лучу зрения. Подобный же эффект наблюдается в кометарной туманности GM .1-29 вблизи звезды РV Сер [18], с которой объект Бернес 48 имеет

много общего как по спектральным, так и по геометрическим характеристикам.

Что же касается линий поглощения, наблюдаемых в спектре туманности, но отсутствующих у звезды, то это явление до недавнего времени было хорошо изучено только у одной кометарной туманности-NGC 2261. Нет сомнений, что оно также связано с анизотропным выбросом вещества. Однако неясным остается пока вопрос о месте образования этих «дополнительных» линий поглощения-происходит ли это близ поверхности звезды, там, где формируется коллимированный поток, — или в зоне удара, там, где выброшенное вещество наталкивается на окружающий холодный газ. Мы склонны отождествить его именно с «рабочей поверхностью» коллимированного потока, т. е. с местом, где он прокладывает путь через околозвездную газопылевую материю. Плотность и уровень возбуждения в этой зоне, учитывая наличие ударной волны, вполне могут оказаться достаточными, чтобы привести к образованию линий поглощения при прохождении через нее излучения звезды. Линии поглощения NaD возникают, судя по лучевой скорости, также в быстродвижущемся потоке. То, что они присутствуют уже в спектре звезды, и эквивалентная ширина их в туманности не увеличивается, можно объяснить легкостью их насыщения (как резонансных).

Отметим, что в последнее время на южном небе была обнаружена еще одна биконическая туманность с характерной спектральной асимметрией: эмиссионной эвездой в центре и абсорбционными спектрами обеих долек туманности [19]. Объект, к сожалению, исследован еще недостаточно, но есть все основания полагать, что он отличается от Бернес 48 в первую очередь лишь ориентацией относительно луча эрения.

Следует также указать на большую вероятность того, что Бернес 48 является на деле также биконической туманностью, где второй конус ненаблюдаем ввиду сильного поглощения света в околозвездном пылевом диске. Можно постулировать также и наличие второго потока, направленного от нас, однако наблюдательные подтверждения этого пока отсутствуют.

5. Заключение. Конечно, вышеописанные предположения о природе объекта Бернес 48 должны быть уточнены последующими наблюдениями. В частности, предстоит еще изучить профили запрещенных эмиссий с высокой дисперсией, чтобы надежно разделить спектр оболочки звезды и спектр анизотропного выброса. Можно предполагать, что детальный анализ эмиссионного спектра звезды позволит уточнить физические условия в ее оболочке. Интереснейшей наблюдательной задачей также является локализация слоя, где возникают «дополнительные» линии поглощения. 10-21 Необходимо отметить то обстоятельство, что во многих случаях звезда типа Т Тельца с коллимированными выбросами оказывается также непосредственно связанной с объектами Хербига-Аро. И в данном случае вблизи Бернес 48 есть небольшие красные туманности, по виду вполне сходные с объектами Хербига-Аро. Они отмечены в каталоге [13], а также в списке [20]. В 1981—82 гг. мы получили сканы наиболее яркого из этих туманных пятен, имеющего в центре звездообразное уплотнение. Был зарегистрирован только слабый красный континуум, так что по крайней мере данное пятно не относится к объектам Хербига-Аро. Неясно, освещается ли эта отражательная туманность звездой Бернес 48,или же внутри нее действительно есть очень слабая звезда.

В заключение отметим, что в последнее время распространилось мнение о воэможности в отдельных случаях звездообразования в небольших изолированных темных глобулах, однако число таких случаев представлялось очень малым. Так, в статье [21], посвященной глобулам южного неба, отмечены лишь три-четыре случая, где, возможно, звездообразование имеет место. В то же время очевидно, что объект Бернес 48, будучи расположенным вдали от известных комплексов и ассоциаций, представляет собой прекрасный пример изолированного звездообразования. Дальнейшая спектроскопия туманных объектов в темных облаках, по-видимому, принесет и новые примеры очагов звездообразования.

Авторы глубоко благодарны группе сотрудников САО АН СССР¹ за помощь при наблюдениях.

Бюраханская астрофизическая обсерватория

BERNES 48 – THE CASE OF OPTICALLY OBSERVED ANYSOTROPIC OUTFLOW. I

T. YU. MAGAKIAN, E. YE. KHACHIKIAN

The results of the spectral investigation of the object Bernes 48. (RNO 129) are presented which appears to be an emission star with very small cometary nebula. The star has spectral type G—K and moderate T Tau — type emission spectrum with conspicuous forbidden lines. The spectrum of the nebula differs from that of the star by a. great increase of the Balmer absorption lines and the decrease of all emissions. All lines in the spectra, both of the star and the nebula, can be devided by radial velocities into two systems: all permitted emission lines have a velocity about +40 km/s, and forbidden emission lines and all absorption features — about -140 km/s. The preliminary phenomenological model of the object is suggested: the star with any---

БЕРНЕС 48. І

sotropic matter outflow and bipolar nebula is oriented very close to the line of sight.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R. L. Snell, R. B. Loren, R. L. Plambeck, Astrophys. J. Lett., 239, L17, 1980.
- 2. S. Edwards, R. L. Snell, Astrophys. J., 261, 151, 1982.
- 3. M. Cohen, J. H. Bieging, P. R. Schwartz, Astrophys. J., 253, 707, 1982.
- 4. J. H. Bieging, M. Cohen, Astrophys. J. Lett., 289. L5, 1985.
- 5. R. Mundt, J. Stocke, H. S. Stockman, Astrophys. J. Lett., 265, L71, 1983.
- 6. R. Mundt, J. W. Fried, Astrophys. J. Lett., 274, L83, 1983.
- 7. R. Mundt, T. Bahrke, J. W. Fried, T. Neckel, M. Sarcander, J. Stocke, Astron. and Astrophys., 140, 17, 1984.
- 8. Дж. Л. Гринстейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Магакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 12, 587, 1976.
- 9. Дж. Л. Гринстейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Магакян, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 15, 615. 1979.
- 10. B. F. Jones, G. H. Herbig, Astron. J., 1223, 1982.
- 11. E. W. Brugel, R. Mundt, T. Bährke, Astrophys. J. Lett., 287, L73, 1984.
- 12. C. Bernes, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 29, 65, 1977.
- 13. M. Cohen, Astron. J., 85, 29, 1980.
- 14. Т. Ю. Магакян, в кв. «Структура галактик и звездообразование», ГАО АН УССР, Киев, 1983, стр. 38.
- 15. Т. Ю. Магакян, Э. Е. Хачикян, в сб. «Вспыхивающие звезям в родствевные объекты» (Тр. свыпозиума, Бюракан, 1984), Ереван, 1986, стр. 265.
- 16. В. Страйжис, Э. Свидерскене, Бюл. Вильн. астрон. обсерв., № 35, 1972.
- 17. M. Sarcander, T. Neckel, H. Elsasser, Astrophys. J. Lett., 288, L51, 1985.
- 18. M. Cohen, L. V. Kuhi, E. A. Harlan, H. Spinrad, Astrophys. J., 245, 920, 1981.
- 19. M. T. Bruck, P. J. Godwin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 37, 1984.
- 20. А. Л. Гюльбудагян, Письма в Астрон. ж., 8, 232, 1982.

21. B. Reipurth, Astron. and Astrophys., 117, 183, 1983.
АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.388

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ, СОСТОЯЩИЕ ИЗ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА И ВСПЫХИВАЮЩИХ В АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

В. В. АМБАРЯН

Поступила 21 сентября 1987 Принята к печати 1 ноября 1987

Приводятся результаты поисоков кратных систем среди орноновых переменных звезд в области ассоциации Орнона. Выявлены 22 кратные системы, состоящие из звезд типа Т Тельца и 9 — из волыхивающих. Установлено, что среди обнаруженных кратных звезд, большинство (20 и 7, соответственно) имеет конфигурации типа Трапеции. Показано, что кратные звезды типа Трапеции встречаются чаще среди звезд типа Т Тельца, чем среди вспыхивающих звезд, а средние размеры систем, состоящих из вспыхивающих звезд, больше, чем средние размеры систем, состоящих из звезд типа Т Тельца. Выяснено, что имеются основания допустить, что среди кратных звезд типа Т Тельца. Выяснено, что имеются основания допустить, что среди кратных звезд типа Т Тельции, состоящих из звезд типа Т Тельца или вспыхивающих, существуют системы с положительной полной внергией.

1. Введение. Более чем 30 лет тому назад Амбарцумян [1] по структуре кратных звезд разделил их на два типа: обыкновенные и Трапеции. Если в кратной системе имеются, по крайней мере, три составляющие, расстояния между которыми одинаковото порядка величины (отношение наибольшего из них к наименьшему меньше трех), то она является кратной системой типа Трапеции. В противном случае кратная система является системой обыкновенного типа.

Было показано [1], что кратные системы типа Трапеции являются динамически неустойчивыми, что имеет принципиальное эначение для проблемы эволюции эвезд. В подтверждение втого важното вывода оказалось, что кратные эвезды типа Трапеции, как правило, встречаются в О-ассоциациях только среди молодых эвездных групп, содержащих звезды спектральных классов О и В, между тем кратные звезды, состоящие из звезд более поздних спектральных классов, обычно составляют системы типа Трапеции в результате благоприятного проектирования на небе (псевдотрапеции). В дальнейшем этот результат был подтвержден в работе Салуквадзе (см., например, [2]) на более богатом фактическом материале.

Естественно ожидать, что системы типа Трапеции существуют и в Т-ассоциациях, среди звезд типа Т Тельца, а также среди родственных с ними вспыхивающих звезд, имея в виду, что звезды сбоих типов представляют ранние стадии эволюции карликовых эвезд (см., например, [3, 4]).

Уже первые поиски Трапеций в Т-ассоциациях показали их обилие [5—7].

В настоящей работе был осуществлен поиск кратных систем типа Тралеции среди звезд типа Т Тельца и вспыхивающих в области ассоцивции Ориона. Очевидно, что среди наблюдаемых кратных систем типа Трапеции могут быть как оптические Трапеции, из-за проекции звезд фона и псевдотрапеции. Оптические Трапеции обычно исключаются с помощью выражений, подобных формуле Эйткена [8], и статистических соображений, а вероятность появления леевдотрапеций близка к 0.1 [1]. При выполнении настоящей работы были использованы эти критерии. Поиски велись среди орноновых переменных и вспыхивающих звезд*. С этой целью была составлена фортран-протрамма поисков, которая была осуществлена на ЭВМ ЕС-1030 Бюраканской астрофизической обсерватории. Около каждой звезды мысленно был проведен круг с таким радиусом, чтобы при равномерном распределении звезд в центральной области Ориона (в одном квадратном градусе) математическое ожидание числа кратных, с числом составляющих > 3, было равно единице, то есть среди всех выявленных кратных систем только одна могла быть оптической.

2. Трапеции среди орионовых переменных ввезд. В области туманности Ориона, с размерами 5° \times 5°, имеется 625 переменных звезд, из которых 282 в центральной части (в квадратном градусе), входящих в каталот ОКПЭ на магнитной ленте [9]. Радиус кругов поисков оказался равным 36". Выявленных кратных систем в области оказалось 22, из них 17-трехкратные, 3-четырехкратные и 2-пятикратные. Данные об этих системах приведены в табл. 1.

В ней в последовательных столбцах приведены: порядковый номер кратной системы, названия составляющих звезд, звездные величины и тип переменности по ОКПЗ [9], расстояния между составляющими и позиционный угол. В примечании приводится наличие эмиссии в линии H_a [11].

Из 22-х приведенных в табл. 1 кратных систем 20 удовлетворяют условию быть системой типа Трапеции, а две являются обыкновенного ти-

Повск среди вспыхивающих звезд велся отдельно, тэх как около 40% из них не входят в Общий каталог переменных звезд [9].

кратные системы типа трапеции

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ. ВЫЯВЛЕННЫЕ СРЕДИ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ВОКРУГ ТРАПЕЦИИ ОРИОНА

		<u> </u>	Тип	DB-	Pace	тояни	я мез	AY		
.No	Название	mpg	перемен- ности	Саст	В	С	D	(*) E	Р	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
_1	MR AE MV TU V 410	12.0 14.1 14.7 15.6 17.5	InSa InS In InSb In	A B C D E	12	78 67	66 58 28	15 19 74 57	 344 341 313 275	
2	KZ V 406 V 405 V 407	15.3 16.6 17.2 18	In In In InS	A B C D	28	42 23	42 16 32		328 0 315	
3.	IP IQ IR	16.8 17 17.5	In In In	A B C	30	52 32			178 216	Ha Ha Ha
4.	V 569 V 363 V 388	15.5 16.6 17.5	InSb Inb In	A B C	48	45 64			 68 340	
5	MM V 490 V 489	16.4 17 17.5	InS InS InS	A B C	31	48 62	-		282 0	
·7	MU MS V 493	15.8 16.6 17	In In In	A B C	28	38 45			148 231	
7	BM MT V 348 AF AD	8.7 13.0 13.3 14.4 15	EA In In In InS	A B C D E	38	12 32	45 34 48	47 12 38 45	309 39 279 220	Phil Str
5	KM KR KQ V 402	13.8 15.5 15.6 16.8	Inb InT In In	A B C D	61	52 62	38 32 66		258 215 309	Hα
9	LV LQ AC	13.3 14.5 15	In In In	A B C	30	45 75	101			10 3 CO
10	V 495 V 377 V 562	13.5 14 15.0	In In In	A B C	30	62 34	-		- 0 346	1. 1
11.	LX LY MO V 560	14.1 15.8 16.3 17.5	Inh InS InS UVn	A B C D	28	38 15	66 78 74			Ηα Ηα
12.	V 776 V 373 KK	14.1 16.1 16.7	UVn InS. UVn In. UVn	A B C	51	45 30			- 59 133	Ha

Таблица 1

В. В. АМБАРЯН

			- c+	S. F.L.M.	-	120-1	and a	1 26.	лица 1	(окончание)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
13	MX AH V 357	11.7 15·3 17.8	Inb InSb In	A · B C	70	36 60	- 1 - 1		239 1 0	Not an
14	WW II V 396	17.5 17.5 18	InS, UVn InS, UVn In	A B C	39	67 75			 203 297	Ha Ha Ha
15	V 772 KL V 475	16.0 16.1 18	UVn In In	A B C	51	17 35	4 ;			The tree
16	LL V 375 V 480	' 13.7 17.0 17.5	InT In In	A B C	54	66 58				Ha
17	V 361 AK V 420	8.3 15.1 17.2	lnSa InSb In	A B C	79	63 45				i i i
18	AN OQ AP	13.6 16.0 16.5	InSb In InS	A B C	45	60 62				Hæ
19	V 488 V 356 LW	14.4 14.6 17.5	In Inb InS	A B C	81	28 54			 228 212	Ha Ha Ha
20	V 358 MZ MY	13.8 16.3 17.5	Inb In InS	A B C	47	45 45	-	E 2 3		Ha
21	V 577 V 819 AV	16.6 16.8 17.0	Inb InS InST	A B C	38	35 6		1		Ha
22	V 566 V 426 NY	10.6 17.2 17.5	InSa In InST	A B C	48	0 48	5	-	248 0	He

Примечание. В первом столбце звездочкой отмечены кратные системы типа Трапеции, ранее обнаруженные в работе [6].

па I, они в табл. 1 приведены последним. Ожидаемое число псевдотрапеции типа I равно 2, поэтому можно констатировать, что среди выявленных кратных систем реальные Трапеции составляют более 80%.

3. Трапеции среди вспыхивающих звезд. Согласно каталогу вспыхивающих звезд в Орионе [10] в той же области имеется 475 вспыхивающих звезд, из которых 132 в центральной части. На втот раз поиски велись в. крутах радиусом 65".

Этот радяус не превосходит 30 000 а.е., что характерно для широких двойных звезд. Например, еще Паренато [12] указывал на существование: в Орионе широких пар, среднее расстояние между составляющими которых равно около 50 000 а.е.

Результаты осуществленного поиска представлены в табл. 2.



Рис. 1. Тройная система типа Трапеции № 12 (табл. 1). Стрелками указаны значения собственных движений звезд-составляющих за 2000 лет.

К ст. В. В. Амбаряна

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ

В ней в последовательных столбцах приведены: порядковый номер кратной системы, номер звезды по каталогу вспыхивающих звезд [10], звездная величина, тип переменности по [9], расстояния между компонентами, позиционный угол и количество зарегистрированных вспышек. В примечании поиведено наличие эмиссии в линии H₄ [11].

Таблица 2

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ, ВЫЯВЛЕННЫЕ СРЕДИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ВОКРУГ ТРАПЕЦИИ ОРИОНА

No	№ <mark>№</mark> по [10]		Тип перемен-	CTB #-	Расст	ариния Крания	между	Р	ĸ	Примечания
_			ности	U.S.	В	C	D	747	125	
1	229 225 224	12.8 13.9 14.7	UVn InS, UVn In, UVn	A B C	44	43 31		 59 133	1 1 1	
2	199 202 206	14.2 14.3 16.4	InSb, UVn UVn UVn	A B C	60	113 56		 222 209	1 1 1	
3	346 343 340	14.0 15.8 16.4	UVn UVn UVn	A B C	140	82 66			2 4 1	11/2000
4	257 253 259	13.4 14.2 15.9	InS, UVn UVn UVn	A B C	87	43 130		 84 265	1 1 1	
5	170 168 178	16.2 16.5 16.6	UVn UVn UVn	A B C	174	106 114		170 209	1 .1 1	19 miles
6	209 222 227 208	15.1 15.7 16.0 18.0	UVn UVn UVn InS, UVn	A B C D	124	159 35	104 97 119	 314 315 3	1 2 1 1	Ha Hz Ha Hz
7	211 217 200	16.3 16.4 17.6	InS, UVn InS, UVn UVn	A B C	69	126 128			1 1 1	Ha Ha
8	92 97 95	15.8 15.9 16.9	UVn UVn UVn	A B C	105	97 29	10.41	 278 294	2 3 2	
9	172 188 175	15.5 15.8 16.0	UVn UVn UVn	A B C	98	17 99		283 195	1 3 1	Hα

Табл. 2 показывает, что из выявленных 9 кратных систем, состоящих из вспыхивающих звезд, 7 имеют конфигурацию типа Трапеции, а одна, возможно, псевдотрапеция. Следовательно, в втом случае около 70% выявленных кратных систем являются реальными Трапециями. Это свидетельствует о том, что и среди кратных систем, состоящих только из вспыхивающих звезд, большинство является системами типа Трапеция. 4. Обсужление. Из сравнения табл. 1 и 2 следует, что средний размер систем, состоящих из вспыхивающих звезд, в среднем 2—2.5 раза больше, чем систем из звезд типа Т Тельца. Следует отметить, что селективность в этом отношении несущественна (поиск систем, состоящих из вспыхивающих звезд, велся на больших расстояниях от главной звезды). Действительно, если радиус кругов в случае поисков кратных систем, состоящих из звезд типа Т Тельца, взять равным 65", то из кратных систем типа Трапеции, приведенных в табл. 1, только в двух появляются новые составляющие. Любопытно, что системы типа Трапеции, состоящие из звезд, принадлежащим обоим типам, имеют размеры, промежуточные между системами, состоящими только из звезд типа Т Тельца и только из вспыхивающих, соответственно.

Неоднократно подчеркивалась динамическая неустойчивость систем типа Трапеции и возможность существования среди них таких систем, полная энергия которых положительна (см., например, [2] и [4]). С этой точки зрения небезынтересен поиск относительно более молодых систем с помощью таких оценок.

Полную потенциальную энергию кратной системы мы оценили, используя эмпирическую зависимость масса-светимость по данным двойных эвезд [13] и модуль расстояния ассоциации Ориона с учетсм поглощения: 10.^m0 [12]. Затем мы оценили нижнюю границу полной кинетической энергии системы с ломощью собственных движений звезд-составляющих, относительно центра масс систем, взятых из работы Паренаго [12].

Оказалось, что подавляющее большинство обнаруженных нами систем типа Трапеции имеет положительную полную энергию. Однако, так как собственные движения эвезд-составляющих исследованных систем в большинстве случаев определялись с большими ошибками (почти порядка самых величин), то этот вывод нельзя считать окончательным. Тем не менес, если скорости составляющих звезд относительно центра масс уменьшить в $3\sigma_{\mu}$ раза (σ_{μ} — средняя квадратическая ошибка собственных движений), то в четырех случаях отношение нижней границы полной кинетической внертии к полной потенциальной энергии^{*} все же остается во много раз больше единицы (на один-три порядка).

Эти четыре системы в табл. 1 имеют номера 8, 12, 17 и 18. Для них весьма осторожные оценки возрастов на основании вышеуказанных вычислений меняются в пределах 10 000—40 000 лет.

Одна из этих систем (№ 12) схематически представлена на рис. 1. Там же стрелками указаны значения собственных движений звезд-составляю-

* В действительности полная потенциальная вноргия должна быть меньше, чем полученная нами ее оценка, так как при расчетах принямалось, что все составляющие системы находятся на картинной плоскости, между тем расстояния между составляющими, по теореме Клайбера, в среднем, больше в 4/π ≈ 1.27 раза [13]. щих за 2000 лет. Рис. 1 имеет иллюстративный характер. Следует отметить, что в настоящее время система настолько тесна и удалена от центра тяжести ассоциации, что ее можно считать изолированной системой.

Из всего изложенного можно заключить, что в области туманности Ориона:

 а) среди обнаруженных кратных систем, состоящих из звезд типа Т Тельца и вспыхивающих, большинство (80% и 70%, соответственно) имеют конфигурации типа Трапеции,

6) кратные звезды типа Трапеции среди звезд типа Т Тельца встречаются чаще, чем среди вспыхивающих,

в) средний размер Трапеций, состоящих из вспыхивающих ззезд, больше, чем средний размер Трапеций, состоящих из звезд типа Т Тельца,

г) имеются основания допустить, что среди кратных звезд типа Трапеции, состоящих из звезд типа Т Тельца или вспыхивающих, существуют системы с положительной полной өнергией.

Автор выражает благодарность член-корреспонденту АН Арм.ССР, профессору Л. В. Мирзояну за постоянное внимание и интерес к настоящей работе.

Бюраканская астрофизическая обсерватория

TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS CONSISTING OF T TAURI TYPE AND FLARE STARS IN THE ORION ASSOCIATION

V. V. HAMBARIAN

The search of the multiple systems consisting of Orion variables in the Orion association region is carried out. 22 multiple systems among T Tauri type variables (Table 1) and 9— among flare stars (Table 2) are detected. It is established that among detected multiple stars the relative number of the Trapezium type systems is very large (20 and 7, correspondingly). It is shown that Trapezium type multiple systems consisting of flare stars are in average larger in sizes than those consisting of T Tauri type variables. It is found that according to the existing observational data there are some multiple systems having positive total energy among detected Trapeziums.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюракавской обсерв., 15, 3, 1954. 2. Л. В. Мирзоян, Г. Н. Салуквалзе, Астрофизика, 21, 399, 1984.

- V. A. Ambartsumian, L. V. Mirzoyan, New Directions and New Frontiers in Variable Star Research. IAU Colloquium No. 15, Veröff. Bamberg, 9. Nr. 100, 98, 1971.
- 4. Л. В. Мирвоян, Нестационарность и аволюция звезд, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1981.
- 5. Г. Н. Салуквадзе, Астрофизика, 16, 505, 1980.
- 6. Г. Н. Салуквадзе, Астрофизика, 16, 687, 1980.
- 7. М. М. Закиров, в сб. «Исследование встремально молодых эвездных «омплексов», Изд. Фан, Ташкент, 1975, стр. 95.
- 8. R. G. Aitken, New General Catalogue of Double Stars, Washington, 1932.
- 9. CDS Inform. Bull., No. 7, 1974.
- 10. Р. Ш. Нацелишвили, Каталог вспыхивающих звезд Орнона, Абастум. астрофиз. обсерв. (Рукопись),1986.
- 11. E. S. Parsamian, E. Chavira, Bol. Inst. Tonantzintla, 3, 69, 1982.
- 12. П. П. Паренаго, Тр. Гос. астрон. ин-та им. П. К. Штернберга., 25, 1954.
- Т. А. Азекян и др., Курс встрофизики и эвездной астрономии, т. 2, Физматгиз, М., 1962.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.388

ОЦЕНКА СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА HL Таи и DG Таи

Р. В. ЮДИН, А. С. МИРОШНИЧЕНКО Поступила 25 июля 1987 Принята к печати 15 октября 1987

Проведены оценки фундаментальных физических характеристик двух звезд, находящихся на стадии эволюции до главной последовательности. Пересмотренная спектральная классификация для эвезды HL Tau поэволила привести в соответствие опубликованные физические характеристики.

1. Введение. В настоящее время существует ряд эвезд, относимых к звездам типа Т Тельца, для которых трудно определить спектральные классы из-за сильного вуалирования спектра. Стандартный способ оценки спектрального класса по наличию эмиссионных и абсорбционных линий оказывается в данном случае неприменим. Для определения спектрального класса звезды по ходу континуума надо знать не только величину поглошения до объекта, но и закон его изменения с длиной волны, что в большинстве случаев неизвестно. Все это приводит к тому. ЧТО ЧАСТО ПРИХОДИТСЯ СУЩЕСТВЕННО ПЕРЕСМАТРИВАТЬ СПЕКТРАЛЬНУЮ КЛАССИ-Фикацию отдельных молодых звезд. Так, в конце 70-х годов для звезды R Моп принимался спектральный класс КО [1], т. е. ее относили к звездам типа Т Тельца. В настоящее время R Mon считается ярким представителем звезд типа Ае/Ве Хербига и ее спектральный класс оценивают как ВО, В2, АО [2-4]. Спектральный класс звезды VY Mon ранее оценивался как Мб: [5], а согласно более поздним оценкам [2, 6] его определяли как О9, В1.

В настоящей работе рассматриваются две звезды, находящиеся на стадии эволюции до главной последовательности, HL Tau и DG Tau. Эти объекты были отнесены к звездам типа T Тельца по предположительно позднему спектральному классу, неправильной фотометрической переменности, наличию в спектрах эмиссионных линий водородной серии, их связи с туманностями и расположению в предполагаемой области звездообразования. Дальнейшие исследования показали, что эти звезды окружены плотными пылевыми околозвездными оболочками, причем поглощение в них в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах настолько велико, что затрудняет определение спектральных классов этих звезд. Все эмиссионные и абсорбционные линии, кроме линий водородной серии, оказываются «замытыми».

В таких сложных случаях оценка спектрального класса звезд независимым методом позволила бы упростить исследования.

2. Методы уточнения спектральной классификации. Для оценки фундаментальных физических характеристик молодых звезд, как правило, используется следующее предположение:

Ввиду того, что звезды типа Т Тельца и Ae/Be Хербига наблюдаемы в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах спектра, т. е. находятся на стадии эволюции, достаточно близкой к нулевому возрасту главной последовательности (ZAMS), считается, что молодые звезды представляют собой звезды ZAMS, погруженные в газопылевые оболочки [7]. Такое ZAMS-предположение позволяет использовать для оценки параметров светимости (L_*), массы (M_*), размеров (R_*) и спектрального класса существующие калибровочные зависимости [8, 9].

Упомянутые характеристики можно получить из оценки абсолютной звездной величины объекта M_V , которая рассчитывается по стандартному соотношению:

$$M_{V} = m_{V} + 5 - 5 \lg D - A_{V}^{0} \tag{1}$$

где m_V — средняя звездная величина объекта в фотометрической полосе V, D—расстояние до объекта в парсеках, A_V^0 —величина полного поглощения до объекта.

Использование втого метода для некоторых молодых звезд (DI Cep, R Mon и др.), согласно нашим оценкам, дает хорошее согласие со значениями спектральных классов, взятых из литературных источников.

Другим методом оценки физических характеристик звезд можст быть использование диаграммы $\lg p/(V-L)_*$ [10]. В упомянутой работе было показано, что для молодых звезд типа Т Тельца, Ae/Be Хербига и FU Ориона существуют общие эмпирические зависимости между логарифмом поляризации объекта в полосе R и исправленными инфракрасными избытками цвета. Максимальный коэффициент корреляции был получен между $\lg p$ и исправленным инфракрасным избытком $(V-L)_*$, причем в аналитическом виде зависимость выражается:

$$lg p = (0.17 \mp 0.01) (V - L)_* - (0.49 \mp 0.03), \qquad (2)$$

при этом исправленный избыток цвета (V-L), определяется как

$$(V-L)_* = (V-L) - (V-L)_0 - (A_V^* - A_L^*), \tag{3}$$

где (V-L)—средний наблюдаемый избыток цвета, A_V и A_L —величины межзвездного поглощения в соответствующих фотометрических полосах, а $(V-L)_0$ — нормальный избыток цвета, определяемый спектральным классом звезды [11]. Тогда, решая обратную задачу, можно определить независимо спектральный класс молодой звезды по оценке ее показателя цвета $(V-L)_0$, зная остальные параметры, входящие в формулы (2) и (3). Следует отметить, что звезды HL Tau и DG Tau при использовании опубликованных спектральных классов не попадают на общую зависимость $\lg p/(V-L)_*$ для молодых звезд, тогда как параметры (V-L), р и A_V для них определены достаточно уверенно. Остается предположить, что их спектральные классы ранее определены неверно.

3. Опубликованные характеристики звезд HL Tau и DG Tau. В табл. 1 приведены опубликованные данные о физических характеристиках интересующих нас звезд HL Tau и DG Tau.

Следует обратить внимание, что приведенные данные для HL Tau явно не соответствуют друг другу! Оценки массы и радиуса не типичны для звезд T Тельца (звезд поздних спектральных классов), имеющих массы, не превышающие $2M_{\odot}$ [31]. Если же считать, что приведенная оценка массы HL Tau не верна и она имеет массу около $1M_{\odot}$, то возникает несоответствие с оценкой возраста этой звезды. При такой массе и указанном возрасте данная звезда, согласно эволюционным трекам Ибена [32], не высвечивалась бы в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах спектра. Величина межзвездного поглощения до исследуемых звезд A_V^* была определена по оценке A_V^* до объектов Хербига—Аро, физически связанных с данными звездами [19]. При этом она отличается от A_V^0 —полного поглощения до этих звезд, что подтверждает существование избыточного потлощения в околозвездных сболочках.

4. Расчет физических параметров звезд. Определим изложенными выше методами фундаментальные характеристики звезд HL Tau и DG Tau. Эначения m_V определялись усреднением опубликованных данных по фотометрич в полосе V. Ошибка оценивалась по абсолютному разбросу фотометрических данных. Для расчета (V—L) использовались только данные по синхронным в оптическом и инфракрасном диапазонах спектра наблюдениям. Среднее значение A_V^0 для HL Tau принималось равным 10^m.5 \mp 0^m.5. Оценка $A_V^0 = 7^m$, приведенная в табл. 1, в расчетах не использовалась, так как она резко отличается от других оценок. Для DG Tau значение A_V^0 принималось равным 1^m.3 \mp 0^m.3. Так как в большинстве случаев вначения A_V^0 , A_V^* и D приводятся в литературе без ука-

Р. В. ЮДИН, А. С. МИРОШНИЧЕНКО

	Sp	Лит.	V ^m ,	$\overline{(V-L)}^m$,	Лят.	AV	Лит.	AV	Лит.
HL Tau	K7 (C) M2 K7?	[2] [12] [13]	14.8∓0.2	9.2∓0.4	[14] [15] [16] [17]	7 11∓3 10	[13] [12] [18]	1.0	[19]
DG Tau	K5 <k5 G2÷G8</k5 	[24] [25] [26]	12.5∓0.5	7.4∓0.3	[14] [17] [15] [16]	1.50 1.43 1.0	[27] [28] [23]	0.39	[19]

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕ ЗД

зания ошибок величины, то мы принимали 25%-ую точность определения. Значения степени поляризации излучения также усреднялись по опубликованным данным. Приведенная величина степени поляризации p для HL Tau и DG Tau очищена от межзвездной поляризации согласно данным работы [21]. Результаты оценок физических характеристик звезд HL Tau и DG Tau приведены в табл. 2, где Sp₁ — опектральный класс звезды, определенный по Mv. Sp₂ — спектральный класс звезды, определенный из диаграммы $\lg p/(V - L)_*$. Sp² — спектральный класс звезды результирующий, определенный как область пересечения диапазонов спектральных классов Sp₁ и Sp₂.

Таблица 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД HL TAU И DG TAU, ПОЛУЧЕННЫЕ В НАСТОЯЩЕЙ РАБОТЕ

OGBERT	Mv	Spi	(V-L)0	Sp ₂	Sp ^r	lg R/R _O	lg M/M⊙	lg L/L _O
HL Tau	-1.7-0.9	B1÷B3	-0.6-1.4	0÷F1	B1÷B3	0.50-0.09	1.05∓0.15	2.55-0.36
DG Tau	5.3-1.0	G0÷K1	0.5∓1.1	B3÷G5	GU÷G5	0.00 0.04	-0.01 -0.04	-0.01-0.04

5. Обсуждение полученных результатов. Результаты, полученные для звезды DG Tau, показывают, что она имеет характеристики, подобные большинству явезд типа T Тельца. Оценка спектрального класса DG Tau G 0 ÷ G 5, полученная нами, сотласуется с данными работы [26]. Интересен результат, полученный для звезды HL Tau. Согласно нашим расчетам, эта звезда, ранее считавшаяся звездой типа T Тельца, является молодой звездой раннего спектрального класса. Оценки массы и радиуса HL Tau близки к данным работы [22] и, в предположении раннего спектрального класса, не противоречат оценке возраста (см. табл. 1).

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КЛАССЫ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА

НL ТА U И DG ТА U (ОПУБЛИКОВАННЫЕ)

Таблица	1
I UUNAGU	

Pp. %	Лит.	D , пк	AHT.	lg R/R⊙	lg M/M⊙	Лит.	T0. 104	Ант.
11	[20] [21]	160	[22]	0.75	0.86	[22]	10'	[23]
6.0	[20] [21]	150	[29]		0.15	[30]	7.5.105	[25]

Интересно, что в работе [33] проводится сопоставление звезд HL Тац и R Моп, звезды типа Ae/Be Хербига, также подвергшейся существенному пересмотру спектрального класса. По результатам работы [33] показано, что характеристики околозвездных оболочек этих двух звезд очень похожи друг на друга.

6. Заключение. Результаты оценки фундаментальных физических характеристик двух звезд, находящихся на стадии эволюции до главной последовательности, двумя независимыми методами дали непротиворечивые результаты. Для звезды HL Tau пересмотренная спектральная классификация позволила привести в соответствие опубликованные физические характеристики звезды. Вероятно, звезда HL Tau является звездой раннего спектрального класса и относится к звездам типа Ae/Be Хербига.

Таким образом, предложенные методы оценки спектральных классов молодых звезд могут быть успешно применены в случае, когда классическим методом—по наличию эмиссионных и абсорбционных линий спектральный класс молодой звезды определить затруднительно.

Главная астрономическая обсерватория АН СССР

ESTIMATION OF SPECTRAL CLASSES OF THE T TAURI STARS HL TAU AND DG TAU

R. V. YUDIN, A. S. MIROSHNICHENKO

An estimation of fundamental physical characteristics of two premain sequence stars is made. The revised spectral classification of the HL Tau star enabled us to bring to an agreement the earlier physical characteristics.

11--21

ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. E. Mendoza V., Astrophys J., 151, 977, 1968.
- 2. M. Cohen, L. V. Kuhi, Astrophys. J. Suppl. Ser., 41, 743, 1979.
- 3. F. J. Vrba, Astrophys. J., 195, 101, 1975.
- 4. C. Aspin, I. S. McLean, G. V. Coyne, Astron. and Astrophys., 149, 158, 1985.
- 5. T. Itjima, K. Ishida, Publ. Astron. Soc. Jap., 30, 657, 1978.
- 6. M. Felli, G. F. Gahm, R. H. Harten et al., Astron. and Astrophys., 107, 354,. 1982.
- 7. D. Lynden-Bell, J. E. Pringle. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 168, 603, 1974.
- 8. V. Straizys, Y. Kurilene, Astrophys. and Space Sci., 80, 353, 1981.
- 9. N. Panagia, Astron. J, 78, 929, 1973.
- 10. Р. В. Юдин, Астрон. циркуляр, № 1489, 1987.
- 11. В. Страйжис, Многоцветная фотометрия ввезд, Мокслас, 1977.
- A. E. Rydgren, S. E. Strom, K. M. Stron, Astrophys. J. Suppl. Ser., 30, 307, 1976.
- D. C. B. Whittet, A. J. Longmore, A. D McFadzean, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 216, 45, 1985.
- 14. A. E. Rydgren, F. J. Vrba, Astron. J., 88, 1017, 1983.
- 15. J. W. Warner, R. P. Hubbard, J. S. Gallagher, Astron. J., 83, 1614, 1978.
- 16. A. E. Rydgren, J. Schmelz F. J. Vrba, Astrophys. J., 256, 168, 1982.
- 17. M. Cohen, R. Schwartz. Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 174, 137, 1976.
- 18. R. I. Thompson, Astrophys. J., 312, 784, 1987.
- 19. M. Cohen, G. A. Fuller, Astrophys. J., 296, 620, 1985.
- 20. P. Bastien, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 48, 513, 1982.
- 21. F. J. Vrba, S. E. Strom, K. M Strom, Astron. J., 81, 958, 1976.
- 22. M. Cohen, Astrophys. J., 270, L69, 1983.
- 23. M. Cohen, Phys. Rep., 116, 174, 1984.
- 24. M. Giampapa, N. Calvet, C. Imhoff, et al., Astrophys. J., 251, 113, 1981.
- 25. J. Schmelz, Astron. J., 89, 108, 1984.
- W. Götz, Veröffentlichungen der Sternwarte in Sonneberg, Band 10, Heft 1,. 1984, p. 6.
- 27. N. Calvet, M. Giampapa, Astrophys. J., 293, 575, 1985.
- 23. C. Bertout, C. Thum, Astron. and Astrophys., 107, 368, 1982.
- 29. R. Mundt, Can. J. Phys., 64, 407, 1956.
- R. F. Knacke, K. M. Strom, S. E. Strom, S. E. Strom et al., Astrophys. J., 179,. 847, 1973.
- 31. К. Л. Имхофф, в кн. «Протозвезды и планеты», М., 1982, стр. 801.
- 32. I. Iben, Astrophys. J., 141, 933, 1965.
- 33. S. Beckwith, B. Zuckerman, M. F. Skratskic et al., Astrophys. J., 287, 793, 1983-

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988.

ВЫПУСК 1

and st

УДК: 524.316.022

РЕШЕНИЕ НАТР-ЗАДАЧИ ДЛЯ Mg I В АТМОСФЕРЕ М-ГИГАНТА С ХРОМОСФЕРОЙ. І. МЕНЗЕЛОВСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Я. В. ПАВЛЕНКО

Поступила 26 сентября 1986 Принята к печати 20 октября 1987

Описаны результаты решения НАТР-задачи для магния в атмосфере М-гиганта $(T_{eff} = 3800 \text{ K}, \lg g = 1.5)$ с хромосферой. Модель хромосферы задавалась эмпирически. Показано, что в атмосфере с хромосферой избыточная ионизация магния значительна только в области температурного минимума. В хромосфере М-гиганта степень ионизации магния уменьшена по сравнению с АТР.

Для построения моделей внешних слоев атмосфер звезд поздних спектральных классов, изучения их физических характеристик наибольший интерес представляют сильные линии H и K Ca II, h и k Mg II. При теоретическом моделировании процесса их образования степень однократной ионизации магния и кальция обычно рассчитывается в рамках приближения локального термодинамического равновесия (ЛТР). В работах [1, 2] было показано, что ионизация металлов в атмосферах звезд-гитантов поздних спектральных классов увеличена по сравнению с ЛТР. Отметим, что эффекты перенонизации металлов исследовались до сих пор только в атмосферах холодных гитантов без хромосфер, температура в которых монотонно падает к внешним слоям.

Представляет интерес оценка величины перенонизации металлов в атмосферах красных тигантов с хромосферами. Мы исследовали эту проблему на примере решения НАТР-задачи для магния в атмосфере с хромосферой титанта спектрального класса M2 $T_{ef} = 3800$ K, $\lg g = 1.5$. Модель атмосферы без хромосферы гиганта с такими же T_{eff} и $\lg g$ использовалась в работе [2] при решении совместной системы уравнений стационарности и уравнения переноса излучения, т. е. НАТР-задачи для Mg I. Расчет самосогласованной модели атмосферы гиганта M2 с солнечным химическим составом производился при помощи программы SAM1 [3]. В разных спектральных участках учитывалось поглощение молекулами H₂O; CO, OH, TiO, MgH, CN [4]. Модель хромосферы М-тиганта была задана нами следующим образом. Известно, что температурный минимум в атмосферах звезд поздних спектральных классов расположен на глубине [5, 6]

$$m_{\min} = \int_{0}^{H} \rho(z) \, dz \simeq 0.3 - 2.0, \qquad (1)$$

где ρ(z) — плотность вещества на геометрической глубине z. В области температурного минимума температура

$$T = T_{\min} \simeq 0.7 \ T_{eff}. \tag{2}$$

В настоящее время считается установленным, что звезды одного спектрального класса обладают хромосферами различной мощности [7].

Для определения простейшей модели хромосферы звезды требуется определить положение температурното минимума m_{\min} и градиент температуры в хромосфере G_* . Подобным образом построены модели внутренних областей хромосфер Солнца [8] и Арктура [5], причем m_{\min} и G_* подбираются таким образом, чтобы теоретические расчеты давали наилучшее совпадение с наблюдениями. Мы определили модель хромосферы с характеристиками

$$m_{\min} = 0.3, \quad \frac{\partial T}{\partial (\ln m)} = G_* = G_{\odot},$$
 (3)

где $G_{\odot} = 357.7$ — значение соответствующего градиента в атмосфере Солнца [8]. Модель хромосферы была спределена до уровня, где $m = 10^{-7}$. Оптические глубины в частотах связанно-связанных переходов, которые рассчитывались в нашей работе, на таких высотах в атмосфере меньше 1. Физические характеристики (*P*, *n*_e, *k*_v, *σ*_v), а также концентрации атомов, нонов и молекул выше температурното минимума рассчитывались так же, как и для фотосферы, в рамках ЛТР. Описанные выше изменения в структуре модели атмосферы звезды не привели к заметным изменениям выходящего в непрерывном спектре излучения, поскольку на глубинах $\tau_e < < 10^{-4}$ взаимодействием излучения и вещества за пределами ядер сильвых линий можно пренебречь.

НАТР-вадача для Mg I в атмосфере М-гиганта с хромосферой была решена методом частичной линеаризации [9]. Использовалась пятиуровенная модель атома Mg I. Континуум Mg I представлен в виде отдельного уровня со статистическим весом, равным сумме по состояниям Mg II. Уравнение переноса излучения решалось в частотах 7 переходов (см. табл. 1). Кроме радиативных переходов, учитывались переходы вследствие неупрутих столкновений со свободными электронами. Вероятности этих переходов рассчитывались по формулам Регимортера и Лотца (см. [2]). В результате решения НЛТР-задачи были определены мензеловские коэффициенты уровней Mg I (рис. 1)

$$b_i = \frac{n_i}{n_i}, \quad i = 1.5,$$
 (4)

где n_i^* и n_i — населенности уровней при ΛTP и при отказе от ΛTP , соответственно. Для сравнения на рис. 2 представлена зависимость $b_i = f(\cdot)$ в атмосфере гиганта спектрального класса M2 без хромосферы [2]. Как видно из рис. 1, переионизация магния наибольшая в области температурного минимума. Решение Н ΛTP -задачи при $\tau_{R_{out}} > 10^{-4}$ практически совпадает с решением Н ΛTP -задачи на втих глубинах в атмосфере без хромосферы. Здесь для континуума $b_k > 1$, для связанных уровкей $b_i \leqslant 1$.

Таблица 1

ПЕРЕХОДЫ МАГНИЯ, В ЧАСТОТАХ КОТОРЫХ РЕШАЛОСЬ УРАВНЕНИЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

	1	i	Encad.	Encad.	F [*] _{II}
1	1(3 s ² 1S)	2(3 p ³ P ⁰)	0	2.715	4. <i>E</i> -6
2	1(3 * ^{2 1} S)	3(3 p1P0)	0	4.384	1.6
3	1(3 s ² S)	5(cont)	0	7.646	1.E-18
4	2(3 p3P0)	4(4 =3S)	2.715	5.110	0.1
5	2(3 p3P0)	5(cont)	2.715	7.646	20.E-18
6	3(3 p1P0)	5(cont)	4.834	7.646	16.E-18
7	4(4 * ³ S)	5(cont)	5.110	7.646	2.1 <i>E</i> -18

* Для свободно-связанных переходов F_{li} —сечение фотононизации, для связанносвязанных переходов F_{li} — сила осцилляторов.

С ростом влектронной температуры T_e во внешней части атмосферы с хромосферой перенонизация магния уменьшается. Начиная с некоторого уровня в хромосфере выполняется условие

$$T_{r} \geqslant T_{r},$$
 (5)

где T_r — температура, характеризующая поле излучения в частотах свободно-связанных переходов Mg I. В этом случае процесс фоторекомбинаций более эффективен, чем фотоионизации. В результате мензеловские коэффициенты связанных уровней магния в хромосфере больше. Линии h и k MgII формируются во внешних областях звездных хромосфер [7]. Как показывают наши расчеты, магний в хромосфере М-гитанта на таких вы-



lg m

Рас. 1. Мензеловские коэффициенты уровней магния в атмосфере М-гиганта с хромосферой.

сотах практически полностью однократно ионизован. Здесь $b_k \simeq 1$. Температурный минимум в атмосфере эвезды в нашем случае располагался на глубине $m_{\min} = 0.3$. Если он находится ближе к фотосфере звезды, протяженность области переионизация уменьшается, поскольку при том же G_{*} нижняя граница зоны в хромосфере, где $T_e > T_r$ перемещается в более

ялубокие слои атмосферы. Численные расчеты показали, что абсолютные эначения мензеловских коэффициентов в области перенонизации уменьшаются.



lg m

Рис. 2. Мензеловские коэффициенты уровней магния в атмосфере М-гиганта без хромосферы.

В настоящее время считается общепринятым, что последовательный учет переионизации в атмосферах холодных звезд появоляет устранить ряд несоответствий между наблюдаемыми и рассчитанными характеристиками спектральных линий атомов и ионов одного и того же элемента [10]. Из сравнения результатов, представленных на рис. 1 и рис. 2, следует, что последовательный учет шереионизации элементов в атмосферах холодных звезд возможен только при наличии дополнительной информации о хромосферах.

В работах [1, 2] было показано, что перенонизация металлов приводит к росту влектронной плотности во внешних слоях атмосфер красных гигантов (без хромосфер). В случае атмосфер, в которых имеются хромосферы, ситуация изменяется: поскольку перенонизация металлов имеет место только в области температурного минимума, увеличение электронной плотности будет заметно только возле m_{min} . Ширина зоны, где n_* будет увеличено по сравнению с ЛТР, определяется m_{min} и G_* .

В заключение отметим, что полученные в данной работе результаты имеют качественный характер, поскольку при решении НАТР-задачи не учитывалось поглощение излучения атомными линиями в ультрафиолетовой части опектра. Корректный расчет непроэрачности в частотах связанно-свободных переходов магния уменьшит величину его переионизации. Однако общий характер выводов этой работы не изменится.

Главная астрономическая обсерватория АН УССР

SOLUTION OF THE NLTE PROBLEM FOR Mg I IN ATMOSPHERE OF M-GIANT WITH CHROMOSPHERE. I. MENZEL COEFFICIENTS

YA. V. PAVLENKO

Results of solution of the NLTE problem for magnesium in the atmosphere of red giant M2 ($T_{\rm eff} = 3800$ K, $\log g = 1.5$) are discussed. The empirical model of chromosphere was used. The over-ionization of magnesium in the atmosphere of M2 giant takes place only in the region of the temperature minimum. In contrast the number of Mg⁺ ions in chromosphere decreased compared with LTE.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J. R. Auman, J. E. J. Woodrow, Astrophys. J., 157, 795, 1975.
- 2. Я. В. Павленко, Эффекты отклонения от ЛТР в атмосферах М-гитантов, Валгус, Таллен, 1984.
- 3. S. L. Wright, Comm. Univ. London Observ., 76, 1, 1975.
- 4. T. Kipper, J. Sitska, Tartu Astrofüüs. Observ. Teated, 64, 15, 1981 ...
- 5. T. R. Ayras, J. L. Linsky, Astrophys. J., 205, 874, 1976.
- 6. W. L. Kelch, S. L. Linsky. G. S. Basri, Astrophys. J., 220, 962, 1978.
- 7. Г. А. Гурзадян, Звездные хромосферы, Наука, М., 1985.

8. O. Gingerich, R. W. Noyes, W. Kalkoffen, Y. Cuny, Solar Phys., 2; 347, 1971 9. M. L. Auer, I. N. Heasley, Astrophys. J., 205, 165, 1976.

10. А. А. Боярчук, Л. С. Любимков, Н. А. Сахибуллин, Астрофизика, 22, 339, 1984.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск 1

УДК: 524.354.4—77

МАГНИТОДРЕЙФОВЫЙ РАДИОМАЗЕР В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРА

Ю. В. ЧУГУНОВ, В. Е. ШАПОШНИКОВ Поступила 17 апреля 1985 Принята к печати 30 марта 1987

Рассмотрен механизм генерации радноизлучения пульсаров, обусловленный дявжением заряженных релятивистских частиц, движущихся вдоль искривленных силовых. линий магнитного поля. В кинетическом приближении вычислена и исследована реабсорбция электромагнитных воли потоком заряженных релятивистских частиц, движущихся по искривленной траектории. Найдены условия, при которых возможно мазерное усиление воли в магнитосферах нейтронных звезд.

1. Одним из основных вопросов теории пульсаров является вопросо происхождении мощного импульсного радиоизлучения, наблюдаемого на Земле. Отсутствие развитой модели магнитосферы, адекватной экспериментальным данным, не позволяет однозначно указать реальный механизм генерации этого излучения. Поэтому задача теории, на наш взгляд, сейчас сводится к тому, чтобы объяснить исключительно высокую яркостную температуру излучения ($\lesssim 10^{30}$ K) и отождествить тип излучения частиц, ответственного за светимость пульсаров в радиодиапазоне, на основе анализа возможных механизмов когерентного излучения заряженных частиц, движущихся в неоднородных электрических и магнитных полях нейтронных звезд. В данной работе рассмотрен магнитодрейфовый механизм генерации электромагнитных волн, связанный с плавным движением в сильных неоднородных полях. В этом механизме элементарный процесс излучения обусловлен движением заряженных релятивистских частиц вдоль искривленных силовых линий магнитногополя пульсара. Характерная частота движения заряда вдоль силовой линии $\Omega \sim c/R_B$ (с — скорость света, R_B — раднус кривизны силовой линии) и магнитодрейфовое излучение, максимум в опектре которого приходится на частоту $w_m \sim c/R_B (1 - v^2/c^2)^{-3/2}$ (v - скорость заряда), мо-гут быть сосредоточены в радиодиалазоне. Высокие яркостные температуры.

радиоизлучения пульсаров предполагают когерентный характер механизма излучения. На наш взгляд, естественным в условиях магнитосферпульсаров является мазерный механизм генерации. В этом механизме группировка излучающих частиц достигается автоматически под действием самого усиливаемого излучения. Необходимо только создать и поддержать такое распределение частиц, которое обеспечивало бы инверсную заселенность энергетических состояний [1]. Необходимой инверсностью обладает, например, система релятивистских частиц с анизотропным распределение по скоростям. Такое распределение легко формируется в условиях магнитосфер пульсаров. Действительно, в сильном магнитном поле нейтронной звезды вследствие синхротронных потерь происходит быстрая «одномеризация» первоначально изотропной функции распределения (см. в этой связи [2]).

Возможность мазерного усиления электромагнитных воли магнитодрейфовым механизмом обсуждалась в работах [3, 4], согласно которым реабсорбция этих воли всегда положительна (излучение поглощается). Однако некорректность, допущенная в этих работах лон вычисления коэффициента реабсорбции (пренебрежение дрейфом поперек силовых линий), ставит под сомнение полученные результаты. В условиях магнитосферы пульсаров указанный дрейф мал; его можно не учитывать при вычислении мощности спонтанного магнитодрейфового излучения релятивистокой частицы. Однако при вычислении коэффициента реабсорбции μ_{p} в котором $\theta_{g} = \theta_{g}(E)$ (θ_{g} — угол дрейфа) стоит под знаком производной по энергии Е, дрейфом пренебрегать нельзя. Положив в коэффициенте реабсорбции (см. формулу (13)) $\theta_g = 0$, получим, что величина μ_s всегда положительна, т. е. излучение всегда поглощается. С квантовой точки эрения учет дрейфового движения приводит к появлению новых уровней энергии, переходы между которыми обуславливают возможность возникновения усиления магнитодрейфового излучения (см. в этой связи [5]). В дипольном магнитном поле магнитодрейфовый механизм рассматривался в [6]. Однако использование для коэффициента реабсорбции выражения, записанного по аналогии с соответствующей величиной для синхротронного излучения, не позволило найти условия возникновения усиления излучения. В работе [7], свободной от вышенэложенных недостатков, была сделана ошибка при расчете кооффициента реабсорбции, в приближении широкой диаграммы направленности (см. раздел 2 настоящей статьи).

В настоящей работе классическим методсм, основанным на интегряровании по траектории частиц пучка в поле волны, вычислена реабсорбция электромагнитных волн потоком заряженных частиц, движущихся вдоль искривленных силовых линий магнитного поля. В линейном приближении получены выражения, описывающие реабсорбцию электромагнитных волн в кинетическом режиме поглощения (усиления)*. Проведено подробное исследование полученных выражений и найдены условия, при которых возможно мазерное усиление.

2. Как известно [2], в сильном магнитном поле релятивистские электроны из-за синхротронных потерь достаточно быстро теряют энергию поперечного движения, что приводит к «одномеризации» функции распределения излучающих частиц: их питч-угол 4 1. В неоднородном магнитном поле нейтронной звезды такие частицы будут двигаться вдоль искривленных силовых линий, дрейфуя в то же время в направлении, ортогональном к плоскости, касательной к силовой линии (см. рис. 1)**. Величина дрейфового компонента импульса определяется соотношением

$$p_{s} = p_{1}^{2} / m_{s} \omega_{B} R_{B}. \tag{1}$$

Указанную траекторию, следуя [7], будем называть «дрейфовой орбитой», а угол, который она составляет с силовой линией, равный

$$\theta_{\mathbf{r}} = p_{\mathbf{r}} / p_{\mathbf{l}} = p_{\mathbf{l}} / m_{\mathbf{r}} \omega_{\mathbf{B}} R_{\mathbf{B}}, \qquad (2)$$

углом дрейфа. Здесь $\omega_B = \frac{eB_0}{m_ec}$ — гирочастота, е, m_e — заряд и масса покоя электрона, p_1 — компонент импульса вдоль магнитного поля B_0 , R_B — радиус кривизны силовых линий магнитного поля.

Предположим теперь, что в матнитосфере пульсара существует релятивистский электронный пучок, движущийся вдоль эаданной дрейфовой орбиты. Для углов дрейфа $\theta_s \ll 1$ это предположение означает, что для «тонкого» в масштабе неоднородности магнитного поля пучка расчет можно произвести для моноэнергетического потока электронов и, далее, уореднить результаты по энергии или, что то же самое, по углам дрейфа (см. формулу (2)).

Для анализа взаимодействия потока заряженных релятивистских частиц, движущихся по дрейфовым орбитам, с электромагнитным полем вычислим мнимую часть тензора диэлектрической проницаемости $me_1(\omega, \vec{k})$ (e_1 — компонент тензора вдоль направления распространения волны).

* Пряведенный в настоящей статье метод расчета коэффициента поглощения (усиления) позволяет, вообще говоря, исследовать процесс эволюции электромагнятных воли и в гидродинамическом режиме поглощения (усиления). В этом случае необходимо вычислить действительную часть восприиминости системы, — пучка электронов, дви-

жущихся вдоль искривленных силовых линий магнитного поля, т. е. найти $R \cdot s \int r_1 G^* dt$ (см. формулу (3) настоящей статья), и получить решение дисперсионного урзвнения для электромагнитной волны.

** Дрейфовый компонент импульса обеспечивает появление силы Лоренца, искривляющей траекторию заряда.

В линейном приближении для гармонических процессов $\sim e^{-i\omega t}$ и стационарного в исходном состоянии потока $Im\varepsilon_1$ можно выразить через характеристики движения отдельного влектрона и значения влектрического $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и магнитного $\vec{B}(\vec{r}, t)$ полей вдоль невозмущенной траектории (см. в втой связи [8]).

$$Im z_{\parallel} = \frac{eN_0}{4\pi T} \int_{-T/2}^{T/2} Im r_1 \vec{G}_* dt, \qquad (3)$$

где $T = l_{***}/v_0$, $l_{***} \simeq \Delta \theta R_B - длина эффективного взаимодействия$ $частицы с волной, <math>\Delta \theta$ – ширина диаграммы направленности излучения заряда, $dt = \frac{dl}{v_0}$, l – длина траектории частицы, N_a и v_0 – концентрация и скорость невозмущенного потока*, $\vec{G} = \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v_0}\vec{B}]$ – отяесенная к единице заряда сила**, обуславливающая возмущение траектории частиц потока, $\vec{G} = \frac{\vec{G}}{|\vec{E}_0|}$ | \vec{E}_0 | – нормировочный множитель для амплитуд поперечных (по отношению к направлению распространения) компонентов поля, $\vec{r_1}$ – смещение заряда под действием элек-

тромагнитного поля

$$\int_{V} |\vec{E}_{\perp}|^{2} d\vec{r} = \int |\vec{B}|^{2} d\vec{r} = V |\vec{E}_{0}|^{2}, \qquad (4)$$

V — объем, занятый потоком.

Найдем возмущения координат траектории релятивистской частицы под действием влектромагнитной волны, распространяющейся под углом.

** Учет полной силы Лоренца в выражении для $Im \varepsilon_1$ (3) связан с релятивистским характером движения частиц потока. В системе координат, связанной с потоком, возмущение плотности тока обусловлено только изменением поляризации среды, велечина которого $p_E = eN_0r_1$. В лабораторной системе движущийся дипольный момент создает магнитный момент $p_B = [p_Ev_0]c$, величина которого при $v_0 \sim c$ сравнима с p_E . Изменение втого момента и дает вклад в $Im \varepsilon_1$ в виде члена $\sim r_1 [v_0/c, B_0]$ (см. подробнее [9]).

^{*} В общем случае концентрация и скорость релятивистских частиц в невозмущенном потоке может зависеть от координат.

РАДИОМАЗЕР В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРА

 ϑ к направлению магнитного поля. В цилиндрической системе координат, ось $\overline{\varphi}^0$ которой в каждой точке направлена вдоль силовой линии магнитного поля, а ось \overline{z}° ортогональна плоскости, касательной к силовой линич (рис. 1), уравнения движения имеют вид:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{e}{m_{\perp}}\vec{E} - \frac{e\vec{\beta}}{m_{\perp}}(\vec{\beta}\vec{E}) + \frac{e}{m_{\perp}}[\vec{\beta},\vec{R}_0 + \vec{B}], \qquad (5a)$$

$$\frac{dv}{dt} = (r + r\phi^2) r^0 + (2r\phi + r\phi) \phi^0 + zz^0,$$
 (56)

THE $\beta = v/c$, $m_{\perp} = m_e/\sqrt{1-\beta^2}$.



Рис. 1. Цилиндрическая система координат в различные моменты времени. Силовые линии магнитного поля лежат в плоскости рисунка.

Невозмущенному движению ($\vec{E} = \vec{B} = 0$) соответствует движение релятивистской частицы по дрейфовой орбите: $\varphi = \omega_R = \upsilon_1/R_B$, $z = \upsilon_g$. Вводя возмущение координат частицы, находящейся в момент t на силовой лиции магнитного поля в точке $\vec{B}_0(\vec{r})$. (точка A на рис. 1) $r = R_B + r_1$, $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$, $z = z_0 + z_1$ и подставляя в (5), после простых, но громоздких преобразований получаем в линейном по амплитуде волны приближении следующие уравнения для r_1 , φ_1 , z_1 :

$$R_B \dot{\varphi}_1 + \omega_B r_1 = -\theta_g \dot{z}_1 + \frac{e}{m_1} \int_{-\infty}^{\infty} G_{\bar{z}} dt', \qquad (6a)^{\mu}$$

$$\dot{r}_{1} + \tilde{\omega}_{s} z_{1} = \frac{e}{m_{\perp}} \int_{-\infty}^{t} dt' \int_{-\infty}^{t'} G_{\varphi} dt'' + \frac{e}{m_{\perp}} \int_{-\infty}^{t} G_{s} dt', \qquad (66)$$

$$\dot{z}_{1} - \tilde{\omega}_{B}r_{1} = -\theta_{B}\frac{e}{m_{\perp}}\int_{-\infty}^{t}G_{\varphi}dt' + \frac{e}{m_{\perp}}\int_{-\infty}^{t}G_{z}dt'.$$
 (6B)

Здесь $\tilde{\omega}_{B} = \frac{eB_{0}}{m_{e}c\gamma_{\parallel}}, \gamma_{\parallel} = (1 - \beta_{\parallel}^{2})^{-1/2}.$

низма раднус кривизны мало менялся.

При выводе (6) предполагалось, что внергия частиц потока велика ($\gamma_{+} \gg 1$); последнее обеспечивает почти точный синхронизм при взаимодействии частицы с электромагнитной волной в окрестности точки А, где направление распространения совпадает с направлением матнитного поля \vec{B}_0 . Размер области синхронизма (область эффективного взаимодействия) $l_{зоф.}$ при этом значительно меньше радиуса кривизны силовой линии: $l_{sopp.} \ll R_B$. Поэтому начальной точкой интегрирования можно считать точку $t = -\infty$, в которой возмущение траектории под действием поля равно вулю. Кроме того, здесь следует заметить, что малость области синхронизма по сравнению с характерным масштабом неоднородности $\vec{B}_0(\vec{r})$ дает также возможность распространить излатаемую теорию на магнитные поля произвольной конфигурации; необходимо только, чтобы в области синхро-

Уравнения (66, в) представляют собой уравнения гармонического осциллятора с собственной частотой ω_B , совершающего колебания под действием квазипериодической силы, характерная частота которой ω_G . Решение уравнений (6) существенно упрощается, если

$$\omega_G/\omega_B \ll 1.$$
 (7)

При втом условии получаем следующее приближенное решение уравнений (6):

$$\dot{z}_{1} \simeq \frac{e \omega_{R}}{\omega_{B} m_{\perp}} \int_{-\infty}^{t} dt' \int_{-\infty}^{t'} G_{\varphi} dt'' + \frac{e}{m_{\perp} \omega_{B}} \int_{-\infty}^{t} G_{r} dt', \qquad (8a)$$

РАДИОМАЗЕР В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРА

$$r_{1} \simeq \frac{e\theta_{g}}{m_{\perp}\tilde{\omega}_{B}} \int_{-\infty}^{t} G_{\varphi} dt' - \frac{e}{m_{\perp}\tilde{\omega}_{B}} \int_{-\infty}^{t} G_{z} dt', \qquad (86)$$

$$R_{B} \varphi_{1} \simeq \frac{e\theta_{g}}{m_{\perp}} \int_{-\infty}^{t} dt' \int_{-\infty}^{t'} G_{z} dt'' - \frac{e\theta_{g}}{m_{\perp}\tilde{\omega}_{B}} \int_{-\infty}^{t} G_{r} dt' + \frac{e}{m_{\perp}} (\gamma_{1}^{-2} - 2\theta_{g}^{2}) \int_{-\infty}^{t} dt' \int_{-\infty}^{t'} G_{\varphi} dt''. \qquad (8B)$$

Конкретизируем теперь вид силы G, действующей на релятивистские частицы. Это удобнее всего сделать в терминах нормальных волн, распространяющихся в среде. Как известно, в магнитоактивной плазме электроматнитное излучение можно представить в виде суммы двух нормальных волн — необыкновенной и обыкновенной. В разреженной плазме ($|1-n_j| \ll 1$, n_j — показатель преломления нормальной волны) компоненты вектора электрического поля в нормальной волне, распространяющейся под углом θ к магнитному полю, связаны соотношениями (см. в втой связи [1]):

$$E_{j*} = -iK_j \cos \theta E_{jr},$$

$$E_{j*} = iK_j \sin \theta E_{jr},$$
(9)

где K_j — коэффициент поляризации *j*-ой нормальной волны. Заметим,. что размер области эффективного взаимодействия много меньше характерного размера неоднородности магнитного поля: $l_{в ф \phi}$. « R_B ; поэтому при вычислении коэффициентов поляризации и показателя преломления нормальных волн можно пренебречь кривизной силовых линий магнитногополя, т. е. считать среду однородной.

С учетом сказанного и соотношений (9) для нормальной волны $\vec{E} = \vec{a}_j e^{i\Psi_j} (\Psi_j = \vec{k}_j r - \omega t; |\vec{k}_j| = n_j \frac{\omega}{c}; |\vec{a}_\perp| = 1)$ компоненты отнормиро-

ванной силы G можно представить следующим образом:

$$\widetilde{G}_{j\varphi} = \{-iK_jn_j\beta_1 (\theta_g - \theta) - n_j\beta_1\tau\} a_{jr} e^{i\Psi_j}, \qquad (10a),$$

$$\widetilde{G}_{js} = \{-iK_j (\Gamma_0 + n_j \beta_1 (\theta_g - \theta) + n_j \beta_1 \tau^2/2) - n_j \beta_1 \theta \tau\} a_{jr} e^{i\Psi_j}, \quad (106)$$
$$\widetilde{G}_{lr} = \{-iK_j n_j \beta_1 (\theta_g - \theta) \tau + \Gamma_0 - n_j \beta_1 \tau^2/2\} a_{jr} e^{i\Psi_j}. \quad (10B)$$

Выражение для фазы волны при этом принимает вид

$$\Psi_{j} \simeq \omega t + \frac{\omega}{\omega_{R}} \tau (\Gamma_{0} + n_{j} \beta_{\parallel} \tau^{2}/6).$$
 (11)

В (10), (11) $\Gamma_0 = 1 - n_j \beta_1 + \frac{n_j \beta_1}{2} (\theta_g - \theta), \tau = \omega_R (t - t'), t = t'$ в точке А (см. рис. 1), $a_{jr} = 1/\sqrt{1 + K_j^2}$. Заметим, что выражения (10), (11) получены в предположении малости величин $\Gamma_0^{1/2}$, θ , θ_g , $\tau \ll 1$.

Из (8), (10), (11) можно найти характерную частоту ω_G квазиперио-.дической силы, стоящей в правой части уравнений гармонического осциллятора (66, в): $\omega_G = \omega/\gamma^2$. Подстановкой последней в неравенство (7) нетрудно показать, что это неравенство эквивалентно условию широкой .диаграммы направленности из статьи [8]. Согласно [8], условием широкой диаграммы направленности является неравенство

$$\frac{\omega_R \gamma_1}{\omega_B} \ll \left(\frac{\omega_R}{2\omega}\right)^{1/3} \tag{12}$$

где в левой части стоит величина, равная углу дрейфа, а в правой — величина, пропорциональная ширине диаграммы направленности магнитодрейфового излучения одного электрона. С квантовой точки зрения неравенство (12) означает, что энергия кванта излучения с характерной частотой $\omega_R \gamma_1^3$ много меньше энергии кванта $\omega_B \gamma_1$, соответствующей переходу между уровнями Ландау для релятивистских частиц с малыми питч-углами. Другими словами, в данном приближении при излучении (поглощении) квантов частица переходит с одной дрейфовой орбиты на другую. Заметим, что в условиях, характерных для магнитосфер пульсаров, неравенство (12) выполняется в широком интервале энергий излучающих частиц.

Подставляя (8), (9), (10), (11) в (13), после громоздких, но несложных преобразований приходим к следующему выражению для мнимой части тензора дивлектрической проницаемости:

$$Im \varepsilon_{j1} \simeq \frac{2\pi^4 N_0 R_B}{T \omega^3 m_s} \frac{\partial P_j}{\partial \gamma_1},\tag{13}$$

$$P_{I} = \frac{e^{2}\omega^{2}R_{B}}{2\pi^{2}c^{2}\left(1+K_{j}^{2}\right)}\left[\left(2\frac{\omega_{R}}{\omega}\right)^{2/3}\upsilon'\left(u\right)-K_{I}\left(\theta_{g}-\theta\right)\left(\frac{2\omega_{\bar{R}}}{\omega}\right)^{2}\upsilon\left(u\right)\right]^{2}, \quad (14)$$

ггде P_j — спектральная мощность магнитодрейфового излучения реля тивистского электрона с энергией $\gamma_1 \simeq E/m_e c^2$ в единичный телесный угол в *j*-ую нормальную волну, v(u) — функция Эйри. Мнимая часть диэлектрической проницаемости потока электронов (14), движущихся вдоль искривленных силовых линий магнитного поля, вычислена в предположении, что поток моноэнергетический, т. е. функция распределения электронов в потоке $F(\gamma_1) \sim \delta(\gamma_1 - \gamma_1^*)$. В случае произвольного распределения частиц по энергиям результат следует усреднить по функции распределения (см. в этой связи [9]):

$$Im \,\varepsilon_{j\,1} = \frac{(2\pi)^4 N_0 R_B}{T \omega^3 m_e} \int F(\gamma_{\parallel}) \frac{\partial P_j}{\partial \gamma_{\parallel}} \,d\gamma_{\parallel}. \tag{15}$$

Здесь $F(\gamma_1) - \phi$ ункция распределения релятивистских частиц, движущихся по дрейфовым орбитам, с нормировкой

$$\int F(\gamma_1) d\gamma_1 = 1.$$
 (16)

Изменение интенсивности излучения при распространении удобно характеризовать через оптическую толщину системы, связанную с мнимой частью диалектрической проницаемости (15) соотношением

$$\tau_{i} = T \omega \, I m \varepsilon_{i} \tag{17}$$

и определяющей коэффициент усиления (поглощения) в системе. Величи-

на интенсивности в линейном приближении пропорциональна e^{-1} . В дальнейшем при анализе выражений для τ_1 мы будем интересоваться областями параметров, где происходит возбуждение системы и где величина $|\tau_1| \gtrsim 1$, так как только в этих условиях происходит усиление волн.

Прежде чем переходить к дальнейшему анализу полученного выражения для оптической толщины применительно к условиям реализации маверного эффекта в магнитосфере пульсаров, необходимо отметить следуюцее. Расчет оптической толщины для магнитодрейфового механизма излучения можно провести также, используя элементарный квантовый метод, основанный на схеме коэффициентов Эйнштейна. Такой расчет был сделан в статье [7]; однако, как указывалось выше, ошибка в вычислениях^{*} привела к выражению для τ_{μ} найденному в приближении широкой диаграммы направленности излучения, которое отличается от формул (15), (17). Результатом этото явилось сужение области изменения параметров задачи, при которых ревлизуется мазерное усиление электроматнитных волн.

12-21

^{*} В приближении широкой днаграммы направленности компонента импульса электрона вдоль осн Z связана с компонентой импульса вдоль магнятного поля p₁ соотношеняем (1) и не является независной переменной. Поэтому величина изменения импульса вдоль Z при излучении одного кванта определяется только приращением импульса вдоль направления магнитного поля, что не было учтено в [7].

Корректный расчет оптической толщины методом коэффициентов Эйнштейна приводит к результатам, совпадающим с полученными в настоящей статье (см. в этой связи [5], где проведен этот расчет, а его резуль-таты применены к исследованию реабсорбции магнитодрейфового излуче-ния продольных волн).

3. Исследуем теперь выражение для оптической толщины маглитсдрейфового излучения электромагнитных еолн. Подставляя (14), (15) в. (17), получаем следующее выражение для оптической толщины:

$$\sum_{ij} \approx \frac{16 \pi e^2 N_0}{3\omega_e^2 m_e (1+K_f^2)} \int d\gamma_1 \frac{F(\gamma_1)}{\gamma_1} [\gamma_1^{-2} + (\theta - \theta_g)^2] \times \\ \times \{ [\gamma_1^{-2} + (\theta - \theta_g)^2]^{1/2} K_{2/3}(q) - (\theta - \theta_g) K_j K_{1/3}(q) \} \times \\ \times \left\{ 3q \frac{\gamma_1^{-2} + (\theta - \theta_g) \theta_g}{\gamma_1^{-2} + (\theta - \theta_g)^2} [\gamma_1^{-2} + (\theta - \theta_g)^2]^{1/2} K_{1/3}(q) - \\ - (\theta - \theta_g) K_j K_{2/3}(q) \right\} + \theta_g K_j K_{1/3}(q) \right\},$$

$$(18)$$

где $w_c = c/R_B$, $q = (w/3w_c)\gamma_1^{-2} + (\theta - \theta_g)^2$. При выводе (18) было положено $n_j = 1$ и сделан переход от функции Эйри к функциям Макдональда $K_v(q)$.

Возъмем теперь для простоты функцию распределения $F(\gamma_1)$ с максимумом в точке $\gamma_1 = \gamma_1^*$, отличную от нуля лишь в узком интервале энергий $\Delta \gamma_1 \ll \gamma_1^*$. В этом случае из-под знака интеграла можновынести со значением $\gamma_1 = \gamma_1^*$ все множители за исключением $F(\gamma_1)$.

Характер поляривации нормальных волн в матнитосфере пульсара донастоящего времени остается неясным. Различным моделям магнитосферы: могут соответствовать как циркулярно, так и линейно поляризованные нормальные волны. Так, например, циркулярно поляризованные модыреализуются для любых углов распространения (за исключением $\theta \approx \pi/2$), если релятивистская влектронная плазма имеет степенной внергетический спектр [10]. С другой стороны, для магнитосферы с влектронно-позитронной плазмой возможна ситуация, когда нормальные волны в основном линейно поляризованы.

Для циркулярно поляризованных нормальных воли выражения для. оптической толщины (18) принимают вид:

$$\tau_{1,2} \simeq \frac{\delta}{3} \theta_g [\gamma^{-2} + (\theta - \theta_g)^2] [\sqrt{\gamma^{-2} + (\theta - \theta_g)^2} K_{2/3}(q) \pm$$

$$\pm (\theta - \theta_{g}) K_{1/3}(q) \left\{ 3q \frac{\gamma^{-2} + (\theta - \theta_{g}) \theta_{g}}{\gamma^{-2} + (\theta - \theta_{g})^{2}} \left[\sqrt{\gamma^{-2} + (\theta - \theta_{g})^{2}} K_{1/3}(q) \pm (\theta - \theta_{g}) K_{2/3}(q) \right] \mp \theta_{g} K_{1/3}(q) \right\},$$
(19)

где $\hat{c} = \frac{8\pi m_* c^2 \gamma N_0}{B_0^2}$ — отношение плотности энергии излучающих частиц к плотности энергии магнитного поля. Верхний знак в (19) относится к необыкновенной волне, нижний — к обыкновенной. Величины q, θ_g и \hat{c} в (19) и последующих формулах взяты при значениях $\gamma_1 = \gamma_1^* \simeq \simeq E^*/m_*c^2$; индексы "*" и "1" у этих величин для упрощения записи опущены.

Графики зависимости величины τ_i/δ от направления распространения излучения при $B_0 \simeq 10^6$ Гс, $R_B \simeq 10^9$ см, $\gamma \simeq 10^4$ и различных значений частоты и представлены на рис. 2. Как следует из приведенных рисунков, мазерное усиление возможно для обоих типов волн. В то же время значения величины 🖬 при одних и тех же параметрах источника и направления, в которых происходит усиление, различны для волн с противоположными поляризациями. Действительно, оптическая толщина для необыкновенной волны становится меньше $\gamma \lesssim -1$ при $\theta < \overline{\theta}_1$ и $5 \cdot 10^9$ см $^{-3} \lesssim N_0 \lesssim$ $\lesssim 5.10^{13}$ см⁻³, а обыкновенной волны при $\theta > \bar{\theta}_2$ и 2.10^{10} см⁻³ $\lesssim N_0 \lesssim$ ≤ 5.10¹² см⁻³. Величина предельного угла 9 зависит от конкретных параметров источника. Превышение угла в над величиной 1/у возможно только на частотах, меньших частоты D_~ Op73 максимума в спектре магнитодрейфового излучения одного заряда: в втом случае ширина диаграммы направленности, которая пропорциональна (ω_ρ/ω)^{1,3}, оказывается значительно больше 1/7. Ограничения сверху на значения концентрации излучающих частиц связано с условием 8 \$1. Только при условии $\delta \ll 1$ движение заряженных частиц направляется фиксированными силовыми линиями магнитного поля и возникает магнитодрейфовое излучение в форме, обычно обсуждаемой в теории пульсаров. Не исключено, конечно, что в магнитосферах нейтронных звезд существуют области, где 8≳1. В этом случае будет происходить деформация силовых линий магнитного поля. Заметим, однако, что если эта деформация происходит медленно (радиус кривизны мало меняется за время $T \sim l_{3\varphi\varphi} / c)_{z}$ то формулы, полученные в предыдущем разделе, будут справедливы и при 8≥1.

Для линейно поляризованных нормальных волн также существуют области изменения параметров источника, в которых реализуется мазер-

ное усиление. Для воли с электрическим вектором E, лежащим в плоскости векторов v_s и B_0 ($K_j = K_2 = \infty$ — обыкновенная волна), возможно



Рис. 2. График зависимости τ_j/δ для обыкновенной (сплошная линия) и необыхновенной (пунктирная линия) воли от направления распространения для различных значений частоты $\omega \simeq 10^7 \text{ c}^{-1}$, 10^9 c^{-1} , 10^{11} c^{-1} и $B_0 \simeq 10^9 \text{ гс. } R_B \simeq 10^9 \text{ см, } \gamma \simeq 10^4$.

существенное усиление излучения ($|z_2| \ge 1$) при значениях параметров источника, не противоречащих современным моделям матнитосфер пульсаров. Так, например, для $B_0 \simeq 10^6$ Гс, $R_B \approx 10^6$ см, $\gamma \simeq 10^4$ оптиче-

РАДИОМАЗЕР В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬСАРА

ская толщина по модулю будет превышать единицу на частоте $\omega \simeq 10^8 \text{ c}^{-1}$, если концентрация излучающих частиц $N_0 \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-3}$; при этом $\delta \lesssim 1$. Для волн с электрическим вектором \vec{E} , ортогональным плоскости, в которой лежат векторы v_g и $B_0(K_j = K_1 = 0 - \text{не-обыкновенная волна})$, нам не удалось подобрать параметры, при которых реализуется $|\tau_1| > 1$ для значений величины δ , не превышающих единицу. Преимущественное усиление волн только одного типа (обыкновенного) в конечном счете связано с тем, что величина проекции вектора электрического поля в волне обыкновенного типа на направление скорости дрейфа значительно превышает соответствующую величину для необыкновенной волны.

4. Приведенные в предыдущем разделе исследования величины пожазывают, что мазерное усиление магнитодрейфового излучения имеет место в условиях, характерных для магнитосфер пульсаров, и может служить эффективным механизмом генерации электромагнитных волн. В связи с этим следует, однако, заметить, что выражения для мнимой части тензора диэлектрической проницаемости (13), (14) найдены в предположении малого изменения амплитуды волны на всем интервале взаимодействия меж-

ду потоком и волной с заданным направлением волнового вектора k. Повтому область применимости полученных формул ограничивается условием $|\tau_j \lesssim 1$. Выход за указанные пределы обеспечивает эффективное усиление, однако конкретные значения τ здесь могут быть получены только в результате более корректного рассмотрения задачи с учетом изменения амплитуды волны в интервале взаимодействия. Поэтому значения N_0 , найденные из условия $\tau_j \sim 1$, дают только оценку концентрации излучающих частиц по порядку величины.

Институт прикладной физики, г. Горький

CURVATURE RADIATION RADIOMASER IN PULSAR MAGNETOSPHERE

YU. V. CHUGUNOV, V. E. SHAPOSHNIKOV

The mechanism for generating the pulsar radio emission by relativistic charged particles moving along curved magnetic field lines is considered. The reabsorption of electromagnetic waves by a beam of relativistic charged particles moving along the magnetic field lines is investigated and calculated in the kinetic approximation. The conditions are found under which maser amplification of waves in magnetospheres of neutron stars is possible.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Железняков, Электромагнитные волны в космической плазме, Наука, М., 1977.

2. E. V. Savorov, Yu. V. Chuganov, Astrophys. and Space Sci., 13, 189, 1973.

3. R. D. Blandford, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 170, 551, 1975.

4. D. B. Melrose, Astrophys. J., 225, 557, 1978.

5. В. Е. Шапошников, Астрофизика, 17, 749, 1981.

6. Yu. P. Ochelkov, V. V. Usov, Astrophys. and Space Sci., 69, 71, 1980.

7. V. V. Zheleznyakov, V. E. Shaposhnikov, Austral. J. Phys., 32, 439, 1980.

8. А. В. Гапонов, Раднофизика, 4, 547, 1961.

9. М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Раднофизика, 18, 290, 1975.

10. В. Н. Савонов, Ж. эксперим. и теор. физ., 56, 1075, 1969.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 524.354.4—735

КОМПТОНИЗАЦИЯ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. I

Ю. Э. ЛЮБАРСКИЙ Поступила 4 июня 1985 Пренята к печати 20 июля 1987

Рассматривается формирование спектра излучения за счет обратного комптон-эффекта на тепловых электронах в горячей разреженной плазме со сверхсильным $\langle v_g \gg v \rangle$ магнитным полем в условиях преобладания поляризации вакуума. Показано, что пространственные и частотные переменные в задаче разделяются. Получены аналитические выражения для спектра излучения (для каждой нормальной моды).

1. Введение. Теоретические оценки [1] и непосредственные измерения [2] показывают, что излучение рентгеновских пульсаров формируется в очень горячих, $T \sim 10$ коВ, оптически тонких областях. В этих условиях важным механизмом взаимодействия излучения и вещества, формирующим непрерывный спектр излучения, является обратное комптоновское рассеяние. Общепризнанно, что рентгеновские пульсары обладают магнитными полями с напряженностями $B \sim 10^{10}-10^{13}$ Гс. Поскольку циклотрониные частоты

$$v_{g} = \frac{eB}{2\pi m_{e}c} = 11.6 (B/10^{12} \ \Gamma c)$$
 кэВ

при таких полях попадают в рентгеновский диапазон, необходимо учитывать влияние магнитного поля на радиационные процессы.

Если циклотронная частота много меньше, чем частоты, на которых формируется спектр излучения, комптонизация происходит так же, как и в отсутствие магнитного поля [3]. Циклотронные процессы служат только дополнительным источником мятких фотонов [4], тогда как формирование спектра жесткого излучения (практически при $\nu > (3 + 5) \nu_g$) происходит, как и в хорошо изученной задаче о комптонизации, в плазме без магнитного поля [5]. Для противоположного предельного случая, когда частота фотонов меньше циклотронной, имеются только оценки темпа обмена энергией между электронами и фотонами [1], а также численное решение модель-
ной задачи об угловом распределении излучения [6]. Целью настоящей работы является получение практических формул, описывающих слектр, угловое распределение и поляризацию комптонизированного излучения при $v \ll v_s$, $kT \ll hv_s$.

2. Основные уравнения. В замагниченной плаэме, как и в любой анивотропной среде, электромагнитные волны расщепляются на две нормальные моды, которые взаимодействуют с веществом по-разному. При условии

$$\frac{2\pi}{15 N_e} \left(\frac{m_e c}{h}\right)^3 \left(\frac{B}{B_e}\right)^4 \left(\frac{v}{v_g}\right)^2 \gg 1, \qquad (1).$$

где N_e — влектронная концентрация, $B_c = 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс, дивлектрические свойства среды определяются поляризацией вакуума (см., например, обзоры [7, 8]). Мы будем рассматривать этот случай. Тогда нормальные моды поляризованы линейно: электрический вектор волны «2» колеблется в плоскости, задаваемой направлением распространения волны и направлением матнитного поля, а волны «1» — перпендикулярно ей. При $v \ll v_g$ сечения рассеяния этих волн равны [7]

$$d\sigma_{2}(\psi, \psi') = \frac{3}{4}\sigma_{T}\left[\sin^{2}\psi\sin^{2}\psi' + \frac{1}{2}\left(\frac{\nu}{\nu_{g}}\right)^{2}\cos^{2}\psi\cos^{2}\psi'\right]d(\cos\psi'), \quad (2)$$
$$d\sigma_{1}(\psi, \psi') = \frac{3}{8}\left(\frac{\nu}{\nu_{g}}\right)^{2}\sigma_{T}d(\cos\psi'), \quad (3)$$

где ψ и ψ' — утлы между направлением магнитного поля и направлениями. движения фотона соответственно до и после рассеяния, σ_T — томсоновское сечение. Сечение рассеяния, сопровождающегося трансформацией волны «2» в волну «1», равно [7]

$$d\sigma_{21} = \frac{3}{8} \left(\frac{v}{v_{x}}\right)^{3} \sigma_{T} \cos^{2} \psi d'(\cos \psi'). \qquad (4)$$

Мы будем рассматривать диапазон частот, в котором среда прозрачна для фотонов волны «1»:

$$\frac{v}{v_g} < \frac{2}{\sqrt{3\tau}}$$
 (5)

Эдесь $\tau = \sigma_T N_e r$ — характерный размер излучающей области, выраженный в единицах длины пробега по томсоновскому рассеянию. Условие (5) позволяет рассматривать только перенос фотонов волны «2» и считать, что фотоны, возникающие в процессе 2 \rightarrow 1, свободно уходят из системы. Оно позволяет также опустить второе слагаемое в формуле (2), поскольку из:

184

него следует, что при углах $\psi < z^{-12}$, когда только и может быть существенно второе слагаемое, среда прозрачна также для фотонов волны «2», а тогда от конкретного вида сечения в этой области углов ничего не зависит. Поэтому в дальнейшем мы будем для сечения рассеяния волны «2» использовать формулу*

$$d\sigma_2(\psi, \psi') = \frac{3}{4} \sigma_T \sin^2 \psi \sin^2 \psi' d(\cos \psi'). \qquad (2')$$

Уравнение переноса для моды «2» в пренебрежении индуцированными процессами имеет вид

$$c(\vec{l}\nabla) n_{2}(\vec{l}, \nu, \vec{r}) = \int d\Phi dw \{n_{2}(\vec{l'}, \nu', \vec{r}) N(\varepsilon + h\nu - h\nu') - n_{2}(\vec{l}, \nu, \vec{r}) N(\varepsilon)\} - c\sigma_{21}N_{e}n_{3}(\vec{l}, \nu, \vec{r}), \qquad (6)$$

здесь l — единичный вектор вдоль направления движения фотона, n_2 — фазовая плотность фотонов, $d\Phi$ — элемент фазового объема электронов, $N(\varepsilon)$ — функция распределения электронов (в силу $h_{y_g} \gg kT$ это одномерное максвелловское распределение), dw — вероятность рассеяния.

Следуя Компанейцу [9], воспользуемся тем, что при $hv \ll m_e c^2$ изменение частоты фотона при рассеянии $\Delta v = v' - v$ мало. Из законов сохранения энергии и составляющей импульса, направленной вдоль магнитного поля, немедленно следует, что в результате рассеяния на электроне, движущемся (вдоль поля) со скоростью v, частота фотона в первом приближении по v/c и hv/m_ec^2 меняется на величину

$$\Delta \mathbf{v} = \frac{\mathbf{v}}{c} \left(\cos \psi' - \cos \psi \right) \mathbf{v}. \tag{7}$$

Разложив интетрал в (6) по степеням Δу до второго порядка, запишем уравнение (6) в виде

$$(\hat{l}_{\nabla}) n_{2}(\hat{l}, \nu, r) + \sigma_{2} N_{e} n_{2}(\hat{l}, \nu, r) = N_{e} \int d\sigma_{2} n_{2}(\hat{l}', \nu, r) + N_{e} \int d\sigma_{2} \widehat{A} n_{2}(\hat{l}', \nu, r) - \sigma_{21} N_{e} n_{2}(\hat{l}, \nu, r), \qquad (8)$$

* Для компактности записи приведены сечения (2)—(4), (2'), усредненные по азимутальному углу φ . Отметим, что в сечения расселиня моды 2 зависимость от φ содержится только в отбрасываемом нами члене с $(\nu/\nu_g)^2$, поэтому неусредненное сечение получится простым умножением выражения (2) на $d\varphi'/2\pi$. Неусредненные сечения $d\sigma_1$ и $d\sigma_2$ нам не понадобятся.

$$\widehat{A} = \langle (\Delta \mathbf{v})^2 \rangle \left[\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \mathbf{v}^2} + \frac{h}{kT} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{kT} \right)^2 \right] + \langle \Delta \mathbf{v} \rangle \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \frac{h}{kT} \right],$$
(9)

где угловые скобки означают усреднение по функции распределения электронов:

$$N_{\bullet}\langle f\rangle = \int d\Phi N(\varepsilon) \frac{dw}{d\sigma_2} f.$$

Уравнение такого типа в случае томсоновского сечения $d\sigma = \frac{3}{8\pi} \sigma_r \{1 +$

 $+(l, l')^{2}$ dl' было выписано в работе [10]. При вычислении $\langle (\Delta v)^{2} \rangle$ можно пренебречь поправками к вероятности рассеяния, связанными с движением влектрона:

$$\langle (\Delta \mathbf{v})^2 \rangle = \int d\Phi N(\mathbf{\varepsilon}) \, \frac{\psi^2 \mathbf{v}^2}{c^2} \, (\cos \psi' - \mathbf{c} \, \mathrm{os} \psi)^2 = \frac{kT}{m_{\mathrm{e}} c} \, (\cos \psi' - \cos \psi)^2 \, \mathbf{v}^2. \tag{10}$$

Вычисление $\langle \Delta v \rangle$ требует учета этих поправок, так же, как и поправок высших порядков к Δv , поскольку непосредственное усреднение соотношения (7) дает нуль. Однако можно получить связь между $\langle \Delta v \rangle$ и $\langle (\Delta v)^2 \rangle$ непосредственню [9], воспользовавшись тем, что при рассеянии полное число фотонов $N_{\rm T} = \int n \frac{v^2 dv d\Omega}{c^3}$ сохраняется, т. е. оператор $\int v^2 d\Omega d\sigma_2 dv \hat{A}$ должен тождественно обращаться в нуль. Это значит, что оператор $v^2 \int d\Omega d\sigma_2 \hat{A}$ должен представлять собой полную производ-

ную по частоте. Отсюда получаем

$$\nu \int d\Omega d\sigma_2 \langle \Delta \nu \rangle = \left(4 - \frac{h\nu}{kT}\right) \int d\Omega d\sigma_2 \langle (\Delta \nu)^2 \rangle. \tag{11}$$

В дальнейшем нам понадобится только соотношение (11), поэтому вычислением вависимости $\langle \Delta v \rangle$ от углов мы заниматься не будем.

3. Разделение переменных. Уравнение (8) непосредственно не допускает разделения переменных. Однако мы можем упростить задачу, воспользовавшись условием $\tau \gg 1$ (практически нас интересует случай $\tau_0 \approx 20$ [1]). Отметим, что это условие не является дополнительным ограничением. Действительно, в сверхсильном магнитном поле скорость набора энергии мягким фотоном при комптонизации в 7.5 раза меньше, чем в

отсутствие магнитного поля [1] (см. также далее), поэтому комптонизация будет существенной, только если выходящие фотоны испытают $\gtrsim \frac{7.5}{4 \frac{kT}{m_e c^2}}$

число рассеяний. Поскольку уравнение (8) получено в предположения $\frac{kT}{m_ec^2} \ll 1$, его имеет смысл решать только при $\tau \gg 1$, иначе комптониза-

цией можно пренебречь.

Воспользоваться диффузионным приближением здесь, вообще говоря, нельзя, поскольку коэффициент диффузии вдоль поля

$$D = \int \frac{(\vec{l}, \vec{B})^{3}}{B^{2}} \frac{d\vec{l}}{4\pi\sigma_{3}(\vec{l})}$$
(12)

расходится. Это связано с тем, что фотоны могут выходить даже с большой глубины, не рассеиваясь, если движутся под достаточно малым углом к полю $\psi < \tau^{-1/2}$. Вероятность рассеяться в этот интервал углов равна

$$\frac{\int_{0}^{\tau^{-1/2}} \sigma_2 \sin \psi d\psi}{\int_{0}^{\tau} \sigma_2 \sin \psi d\psi} \sim \frac{1}{\tau^2}.$$
 (13)

Поскольку вероятность диффузионного выхода также имеет порядок $1/\tau^2$, непосредственно вылетающие фотоны необходимо учитывать в общем балансе фотонов. В то же время малая вероятность (13) означает, что до того, как выйти из среды, фотон рассеивался в основном только под доста-

точно большими углами к полю. Поскольку оптическая толща $\sigma_2(l)N_r$ в этих направлениях велика, можно считать, что комптонизируются изотропно распределенные фотоны. То же касается и ухода фотонов в моду 1. Отсюда следует, что в уравнении (8) можно усреднить по углам второй и третий члены в правой части. Тогда переменные разделятся.

Формально к втому можно придти следующим образом. Введем изотропную часть функции распределения фотонов с помощью соотношения

$$S(\mathbf{v}, r) = \frac{3}{8\pi} \int \sin^2 \psi n_2 d\Omega. \tag{14}$$

Анизотропная часть функции распределения $\delta n = n_2 - S$ мала только в тех направлениях, где оптическая толща $\sigma_2(l) N_2 r$ велика. В интервале углов

 $\psi \leq \tau^{-1/2}$ анивотропия сильна: $\delta n \sim S$. Именно поэтому диффузионное приближение, основанное на предположении $\delta n \ll S$, неприменимо. Однако условие $\tau \gg 1$ позволяет в нашем случае воспользоваться более слабым ограничением

$$\int \varphi(l) \, \delta n \, dl \ll S \int \varphi(l) \, dl, \qquad (15)$$

где $\varphi(l)$ — любая ограниченная функция углов.

Рассмотрим излучение плоского слоя с оптической полутолщиной по томсоновскому рассеянию τ_0 при условии свободного выхода фотонов с обеих границ (рис. 1). Эта задача эквивалентна задаче о слое толщиной τ_0 , на одной из границ которого задано условие зеркального отражения. Направление магнитного поля мы пока фиксировать не будем.



Рис. 1.

Выражая $n_2(l, v, r)$ обычным образом через правую часть (8) и усредняя полученное уравнение по формуле (14), получим

$$\frac{8\pi}{3}S(\nu,\tau) - \frac{1}{2}\int_{-\tau_0}^{\tau_0} d\tau' \int \sin^4 \psi e^{-\frac{|\tau-\tau'|\sin^2\psi}{|\cos\theta|}}S(\nu,\tau') \frac{d\Omega}{|\cos\theta|} =$$

$$= \frac{3}{16\pi}\frac{kT}{m_ec^2}\int d\Omega d\Omega' \sin^4\psi \sin^2\psi' \widehat{A} \int_{-\tau_0}^{\tau_0} e^{-\frac{|\tau-\tau'|\sin^2\psi}{|\cos\theta|}}n_2(\vec{l}',\nu,\tau') \frac{d\tau'}{|\cos\theta|} -$$

$$-\frac{3}{8}\left(\frac{\nu}{\nu_g}\right)^2\int \cos^2\psi \sin^2\frac{1}{2}d\Omega \int_{-\tau_0}^{\tau_0} e^{-\frac{|\tau-\tau'|\sin^2\psi}{|\cos\theta|}}n_2(\vec{l},\nu,\tau) \frac{d\tau'}{|\cos\theta|}$$
(16)

Эдесь θ — угол между направлением распространения фотона и нормалью к слою (рис. 1), ψ — угол между направлением распространения фотона и магнитным полем, причем, вообще говоря, $\psi \neq \theta$. В правой части при $\tau_0 \gg 1$ можно положить

$$\frac{\sin^2 \psi}{|\cos \theta|} \int e^{-\frac{|\tau-\tau'| \sin^2 \psi}{|\cos \theta|}} n(\tau') d\tau' = n(\tau).$$

(Область углов $\frac{1}{2} \lesssim \tau_0^{-1/2}$, в которой это равенство нарушается, дает в интегралы по $d\Omega$ и $d\Omega'$ пренебрежимо малый вклад). Заменяя далее в силу (15) п на S и вычисляя оставшиеся интегралы по $d\Omega$ и $d\Omega'$, получим с учетом (10), (11).

$$\frac{4}{3} \left[S(\nu, \tau) - \int_{-\tau_0}^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) S(\nu, \tau') d\tau' \right] =$$

$$= \frac{2}{15} \frac{kT}{m_e c^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left[\frac{\partial S(\nu, \tau)}{\partial \nu} + \frac{h}{kT} S(\nu, \tau) \right] - \frac{1}{4} \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^2 S(\nu, \tau), \quad (17)$$

$$K(t) = \frac{3}{16\pi} \int_{0}^{t} \sin^4 \psi e^{-\frac{\sin^2 \psi}{|\cos \theta|^2}} \frac{d\Omega}{|\cos \theta|}. \quad (18)$$

В полученном уравнении переменные разделяются. Вводя переменную x = hv/kT и подставляя решение в виде

$$S(x, \tau) = s(\tau) Z(x), \tag{19}$$

получим пару уравнений

$$\frac{2}{15} \frac{kT}{m_e c} \frac{1}{x^2} \frac{d}{dx} x^4 \left(\frac{dZ}{dx} + Z\right) - \frac{1}{4} \left(\frac{x}{x_g}\right)^2 Z = \lambda Z, \qquad (20)$$

$$\left(1-\frac{3}{4}\lambda\right)s(\tau)=\int_{-\tau_0}^{\tau}K(|\tau-\tau'|)s(\tau')\,d\tau'.$$
(21)

4. Спектр ивлучения. Уравнение (20) является вырожденным гипергеометрическим уравнением. Введем обозначения

$$\delta = \frac{15}{8} \frac{m_e c^2}{kT x_e^2},$$
 (22)

$$\tau = \frac{15}{2} \frac{m_e c^2}{kT} \lambda. \tag{23}$$

Поскольку мы предполагаем, что источники мягких фотонов находятся на. низких частотах $x_0 \ll 1$, спектр излучения при $x > x_0$ описывается убывающим на бесконечности решением уравнения (20):

$$F_2 = x^3 Z = x e^{-x/2} W_{\frac{2}{\sqrt{1+4\delta}}, \sqrt{9/4+\gamma}} (\sqrt{1+4\delta}x), \qquad (24)$$

где функция Уиттекера определяется интегралом

$$W_{x,\beta}(x) = \frac{x^{\beta-1/2}e^{-x/2}}{\Gamma(\beta-x+1/2)} \int_{0}^{\infty} e^{-tx} t^{\beta-x-1/2} (1+t)^{\beta+x-1/2} dt.$$
 (25)

На низких частотах спектр степенной $F = x^{-a}$ со спектральным индексом

$$\alpha = \sqrt{9/4 + \gamma} - 3/2.$$
 (26)

Заметим, что при $x \rightarrow 0$ пропадает зависимость от δ , т. е. от J_{21} . Это свявано с тем, что на низких частотах J_{21} мало и можно пренебречь уходом фотонов волны «2» в моду «1». При $x \gg 1$

$$F_2 = x^{1 + \frac{2}{\sqrt{1 + 4\delta}}} e^{-(1 + \sqrt{1 + 4\delta})x/2}.$$
 (27)

Отличие от виновской асимптотики $F = x^3 \exp(-x)$ связано с тем, что часть фотонов уходит в моду «1». Поскольку среда проврачна для этих фотонов, их спектр определяется просто:

$$F_{1}(x) = x^{3} \int \sigma_{21} n_{2}(\vec{l}, \nu, \vec{r}) d\Omega d\vec{r} =$$

= $x^{3} \int \sigma_{21} S(\nu, \vec{r}) d\Omega d\vec{r} = \frac{1}{4} \left(\frac{x}{x_{g}}\right)^{2} F_{2}(x) \int s(\tau) d\tau.$ (28).

Зависимость вида спектра от оптической толщи излучающего слоя содержится в параметре λ , который является собственным значением уравнения (21). Поскольку уравнение (21) имеет счетное число собственных значений, решение задачи, вообще говоря, должно представляться рядом пособственным функциям уравнения (21). Однако в случае ненасыщенной комптонизации при $x \gg x_0$ сумма ряда определяется только его первымчленом, соответствующим наименьшему собственному числу [10]. Это связано с тем, что в силу (23) и (26) остальные члены ряда быстро убывают с ростом частоты. Только если для основного собственного значения а мало (то есть $\gamma \ll 1$), следует суммировать весь ряд (в пределе $\gamma \rightarrow 0$, соответствующем насыщенной комптонизации, спектр будет виновским [11, 12]). В интересующем нас случае $\gamma \sim 1$ можно считать, что решение задачи дается соотношением (19), где $s(\tau)$ — решение уравнения (21), соответствующее наименьшему собственному значению.

В следующей работе будет получено решение уравнения (21) для случаев, когда магнитное поле перпендикулярно излучающему слою и параллельно ему. Это даст возможность не только связать характеристики опектра каждой моды с оптической толщей излучающего слоя, но и вычислить с помощью соотношения (28) относительную интенсивность обеих мод. Также будет получено угловое распределение излучения. Кроме того будет получена функция Грина уравнения (17), которая позволяет рассчитывать спектр излучения при произвольном спектре источников фотонов.

Институт космических исследований АН СССР

COMPTONIZATION IN THE SUPERSTRONG MAGNETIC FIELD. I.

YU. E. LYUBARSKY

The radiation spectrum formation due to inverse Compton scattering in the hot rarefied vacuum-dominated plasma with the superstrong magnetic field $(v_g \gg v)$ is considered. The spatial and frequency variables are shown to be separable. The analytical expressions for the radiation spectra of normal modes are obtained.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. M. Basko, R. A. Sunyaev, Astron. and Astrophys., 42, 331, 1975.

2. N. E. White, J. H. Swank, S. S. Holt, Astrophys. J., 270, 711, 1983.

3. Ю. Н. Гнедин, Р. А. Сюняев, Ж. эксперим. и теор. физ., 65, 102, 1973.

4. Yu. N. Gnedin, R. A. Sunyaev, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 162, 53, 1973.

5. R. A. Sunyaev, L. G. Titarchuk, Astron. and Astrophys., 86, 121, 1980.

6. М. М. Баско, Астрофизика, 12, 273, 1976.

7. Г. Г. Павлов, Ю. Н. Гнедин, Итоги науки и техн., ВИНИТИ, Астрон., 22, 172, 1983.

8. P. Meszaros, Space Sci. Rev., 38, 325, 1984.

9. А. С. Компанеец, Ж. экспервы. и теор. физ., 31, 876, 1956.

10. D. Pagne, Astrophys. J., 237, 951, 1980.

11. А. Ф. Илларионов, Р. А. Сюняев, Астрон. ж., 49, 58, 1972.

12. Ю. Э. Любарский, Астрофизика, 25, 383, 1986.

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 52-64

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ ДЛЯ МОДЕЛИ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТОТАМ. І. ОДНОМЕРНАЯ СРЕДА

Р. Г. ГАБРИЕЛЯН, А. Р. МКРТЧЯН, М. А. МНАЦАКАНЯН, Х. В. КОТАНДЖЯН Поступила 25 декабря 1985

Принята к лечати 15 октября 1987

Найдены приближенные аналитические решения наиболее общей по постановке задачи о переносе некогерентного излучения в одномерной среде конечной оптической толщины для модели полного перераспределения по частотам. Точность таких решений возрастает с увеличением толщины слоя, с уменьшением вероятности выживания кванта и с приближением частоты к центру линии. В худшем случае их погрешность оказывается порядка нескольких процентов. Эти решения иллюстрируются на примере вычисления φ - и ψ -функций Амбарцумяна для случая доплеровского и лоренцевского профилей спектральной линии.

1. Введение. Для однородных полубесконечных сред в простейших моделях влементарного акта рассеяния—монохроматического рассеяния и полного перераспределения по частотам (в изотропном случае), решения задач о переносе излучения известны в замкнутом аналитическом виде [1—4]. Что же касается среды конечной оптической толщины, то, за исключением случая монохроматического рассеяния в одномерной среде, найти их точные аналитические решения не удается. Повтому представляется ценным получение для слоя конечной толщины хотя бы приближенных аналитических решений, но обладающих высокой точностью (см., например. [5]). В практических приложениях, особенно при решении обратных задач, простота окончательных выражений естественно оправдывает их приближенный характер.

Настоящая статья посвящена выводу аналитических решений задачи о некогерентном рассеянии для модели полного перераспределения по частотам в одномерной среде (случаю трехмерной среды посвящена отдельная работа авторов [6]). Эта модель широко используется не только в астрофизических, но и во многих физических приложениях, например, при исследовании процессов переноса мессбауэровского излучения 13—21 в твердых телах [7, 8]. Исследования одномерных приближений служат, помимо эвристической, целям качественного описания реальных процессов переноса.

Отправными соотношениями для данного исследования послужат уравнения метода сведения [9, 10], устанавливающие связь между решением произвольной задачи о слое конечной толщины с решением аналогичной задачи для полубесконечной среды, основные характеристики: которой приведены ниже.

2. Полубесконечная среда. В модели полного перераспределения почастотам считается, что при элементарном акте рассеяния вероятность переизлучения кванта с частотой x не зависит от начальной частоты кванта x' и определяется как $a(x)/a_0$, где a(x) контур линии поглощения, a_0 — постоянная нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} a(x) \, dx = a_0 \tag{1}$$

(для краткости ниже бесконечные пределы интегрирования всюду будем опускать).

Наиболее общей характеристикой, определяющей излучение, выходящее из полубесконечной среды (или внутреннее поле при освещении ее границы), служит поверхностная функция Грина, имеющая смысли вероятности выхода с частотой x кванта, летящего с частотой x' на глубине τ в направлении к выходу из среды — $Y(\tau, x, x')$ или в глубьсреды — $Z(\tau, x, x')$. Эту вероятность для кванта, поглощенного на глубине τ , обозначим через $P(\tau, x, x')$.

С помощью величины *P* можно найти излучение *J*, выходящее черезграницу полубесконечной среды, при произвольном распределении в ней первичных квантов, а с помощью Y и Z—квантов, летящих в данном направлении (с заданными начальными частотами). Для этого достаточно умножить их на соответствующие функции распределения и проинтетрировать по тлубине.

В модели полного перераспределения по частотам величины У и Z. представляются в виде [10, 11].

$$Y(\tau, x, x') = \frac{\lambda}{2} \varphi(x) \frac{F(\tau, x') - F(\tau, x)}{\alpha(x) - \alpha(x')} \alpha(x') + e^{-\alpha(x)\tau} \delta(x - x'); \quad (2)^{n}$$

$$Z(\tau, x, x') = \frac{\lambda}{2} \varphi(x) \frac{F(\tau, x) + F(\tau, x')}{\alpha(x) + \alpha(x')} \alpha(x').$$
(3)

Здесь $\varphi(x) - \varphi$ ункция Амбарцумяна: $\frac{1}{2}\varphi(x)$ показывает вероятность выхода кванта с частотой x, поглощенного на границе полубесконечной среды, а F и F определяются согласно

$$F(\tau, x) = \frac{1}{\alpha(x)} \int Y(\tau, x', x) \alpha(x') dx',$$

$$\widetilde{F}(\tau, x) = \frac{1}{\alpha(x)} \int Z(\tau, x', x) \alpha(x') dx'.$$
(4)

Функции F и F можно выразить также посредством P

$$F(\tau, x) = \frac{P(\tau, x)}{P(0, x)} = \frac{P(\tau, x)}{\frac{\lambda}{2} \varphi(x)},$$
(5)

$$\widetilde{F}(\tau, x) = \frac{\alpha_0 \overline{\gamma}(x)}{\alpha^2(x)} \int \frac{P(\tau, x')}{\frac{1}{\alpha(x)} + \frac{1}{\alpha(x')}} dx'.$$
(6)

Для характеристик полубесконечной среды можно вывести ряд соотношений, полезных для вычисления различных интегралов. Приведем некоторые из них, используемые нами в дальнейшем

$$\int \frac{Z(\tau, x'', x')}{\frac{1}{\alpha(x'')} + \frac{1}{\alpha(x)}} dx'' = \frac{\alpha(x)}{\alpha_0 \varphi(x)} \cdot \frac{\widetilde{F}(\tau, x) - \widetilde{F}(\tau, x')}{\frac{1}{\alpha(x)} - \frac{1}{\alpha(x')}},$$
(7)

$$\int \frac{Y(\tau, x'', x')}{\frac{1}{\alpha(x'')} + \frac{1}{\alpha(x)}} dx'' = \frac{\alpha(x)}{\alpha_0 \varphi(x)} \cdot \frac{F(\tau, x') + \overline{F}(\tau, x)}{\frac{1}{\alpha(x)} + \frac{1}{\alpha(x')}}.$$
(8)

Как видим, все характеристики полубесконечной среды и их различные интегралы выражаются явным образом посредством функций $F(\tau, x)$ и $\tilde{F}(\tau, x)$ и для вычислительных целей достаточно табулирования этих двух функций. Ниже мы увидим; что через них же будут выражены решения задач о слое конечной толщины.

3. Слой конечной толщины. Сущность соотношений метода сведения [9, 10], устанавливающих связь между решением задачи о слое конечной толщины с решением соответствующей задачи о полубесконечной среде, которое считаем известным, заключается в следующем. Пусть в слое толщины ζ_0 задано произвольное распределение первичных—каж поглощенных, так и летящих квантов. Обозначим через $j^+(x)$ (или $j^-(x)$) вероятность выхода с частотой x кванта через правую (или левую) границу слоя. Добавим теперь к левой (или правой) границе этого слоя (с заданным в нем распределением квантов) полубесконечную среду и обозначим через $J^+(x)$ (или $J^-(x)$) вероятность выхода кванта через границу суммарной полубесконечной среды. Тогда из простых соображений можно составить следующие соотношения:

$$J^{+}(x) = j^{+}(x) + \int Z(\tau_{0}, x, x') j^{-}(x') dx',$$

$$J^{-}(x) = j^{-}(x) + \int Z(\tau_{0}, x, x') j^{+}(x') dx'.$$
(9)

Сложением и вычитанием система (9) сводится к раздельным соотношениям для суммы $s = j^+ + j^-$ и разности $h = j_-^- - j^+$ ($S = J^+ + J^-$, $H = J^- - J^+$),

$$S(x) = s(x) + \int Z(\tau_0, x, x') s(x') dx',$$

$$H(x) = h(x) - \int Z(\tau_0, x, x') h(x') dx'.$$
(10)

Соотношения (10) представляют собой линейные интегральные уравнения Фредгольма второго рода относительно неизвестных s и h, выражающие их непосредственно через известные решения S, H и величину Z, характеризующие процессы переноса в полубесконечной среде (без источников). Выходящее же с той или иной границы слоя излучение определяется соотношениями

$$j^{-}(x) = \frac{s(x) + h(x)}{2}, \quad j^{+}(x) = \frac{s(x) - h(x)}{2}.$$
 (11)

После того, как будет найдено «внешнее» решение $j^{-}(x)$, нетрудно определить и внутреннее поле $j(\tau, x)$ в данном слое (при тех же первичных источниках) согласно соотношению [5]

$$J(\tau, x) = j(\tau, x) + \int \Gamma(\tau, \tau_0, x, x') j^+(x') dx', \qquad (12)$$

выражающему явным образом $j(\tau, x)$ посредством аналогичной величины $J(\tau, x)$ и характеристики Г (полной функции Грина) полубеско-

нечной среды. Нахождение последних также представляет относительно простую задачу и для модели полного перераспределения по частотам возможно аналитически.

Займемся преобразованием уравнений (10). Подставляя в них выражение (3) для Z и учитывая (5), перепишем их в виде

$$S(x) = s(x) + P(\tau_0, x) s_x + \frac{\lambda}{2} \varphi(x) \tilde{s}_x,$$

$$H(x) = h(x) - P(\tau_0, x) h_x - \frac{\lambda}{2} \varphi(x) \tilde{h}_x,$$
(13)

где введены следующие обозначения:

$$f_{x} = \frac{1}{\alpha(x)} \int \frac{f(x') \, dx'}{\frac{1}{\alpha(x)} + \frac{1}{\alpha(x')}}, \qquad \tilde{f}_{x} = \frac{1}{\alpha(x)} \int \frac{f(x') \, \bar{F}(\tau_{0}, x')}{\frac{1}{\alpha(x)} + \frac{1}{\alpha(x')}} \, dx', \quad (14)$$

(обратим внимание на то обстоятельство, что во втором обозначении в функции \tilde{F} фигурирует значение параметра τ , равное толщине слоя τ_0).

Теперь в уравнениях возникли неизвестные «образы» искомых функций типа f_x и f_x . Для их определения надо на исходные уравнения (10) подействовать операторами (14). Действие первого из них приводит к соотношениям

$$S_{x} = s_{x} + \int Z_{x} (\tau_{0}, x') s(x') dx',$$

$$H_{x} = h_{x} - \int Z_{x} (\tau_{0}, x') h(x') dx',$$
(15)

а в результате действия второго появляются неизвестные образы новых типов. Попытки замкнуть образующуюся такими процедурами систему уравнений относительно вновь и вновь возникающих образов не достигают цели — иначе удалось бы найти точные аналитические решения задачи о слое конечной толщины. С целью замкнуть систему уравнений мы воспользуемся одним приближением, что позволит нам найти приближенные, но явные аналитические решения поставленной задачи. Заметим, что все приведенные выше соотношения являются точными, а уравнения (9—11) справедливы и в общем случае некогерентного рассеяния.

4. Приближенные аналитические решения. Величины F и F имеют смысл вероятности, что поглощенный на границе полубесконечной среды квант пролетит на глубине τ с частотой х в направлении вглубь среды и в направлении к ее границе, соответственно. Это означает, что \tilde{F} раньше стремится к своему асимптотическому поведению, чем F, что подтверждается также численными расчетами.

Суть приближения состоит в том, что в выражениях, где ядро Z стоит под интегралами, в (3) величина F оставляется без изменения, а величина \tilde{F} заменяется следующей формой с разделяющимися переменными:

$$\widetilde{F}(\tau_0, x) \simeq \frac{C(\tau_0)}{\alpha(x)}$$
(16)

Хотя такое поведение сильно нарушается в области больших частот, но оно не приведет к значительной погрешности в силу того, что подынтегральные выражения содержат быстро убывающие к нулю функции с увеличением частоты х.

Теперь вопрос состоит, в определении постоянной $C(\tau_0)$ на деле зависящей от частоты х. Можно было бы определить $C(\tau_0)$ из условия (16) при значении x = 0, и это привело бы к более точным решениям. Однако, учитывая тонкости рассматриваемой задачи, на которых мы здесь не будем останавливаться, а также в целях существенного упрощения окончательных выражений, мы, жертвуя при этом в некоторой степени точностью решений, определим $C(\tau_0)$ из другого условия.

Имея в виду, что нам придется вычислять интегралы типа

$$\int Z_{x}(\tau_{0}, x')f(x') dx' = \frac{1}{a_{0}\varphi(x)} \int \frac{\tilde{F}(\tau_{0}, x) - \tilde{F}(\tau_{0}, x')}{\frac{1}{a(x)} - \frac{1}{a(x')}} f(x') dx' \quad (17)$$

и замечая, что знаменатель подынтегральной функции обращается в нуль при x = x', мы определим $C(\tau_0)$ из условия (16) при значении x' = x. Тем самым мы устраним возникающие вследствие нашего приближения расходимости и обеопечим точное поведение подынтегральных функций в этой точке. Для соответствующих интегралов мы получим достаточно точное приближение, причем функция \vec{F} при этом окажется вынесенной за знак интеграла, что позволит его легко вычислить.

Итак, наше основное приближение будет состоять в замене

$$\frac{1}{\alpha(x)}\int \frac{\widetilde{F}(\tau_0, x')}{\frac{1}{\alpha(x)} \pm \frac{1}{\alpha(x')}} f(x') dx' \to \widetilde{F}(\tau_0, x) \int \frac{\frac{1}{\alpha(x')}}{\frac{1}{\alpha(x)} \pm \frac{1}{\alpha(x')}} f(x') dx', \quad (18)$$

198

т. е. асимптотическое приближение (16) будет использоваться только под интегралами и, что очень важно, только при наибольшем значении параметра -, отвечающем толщине слоя то.

Используя приближение (18), перепишем выражение для образа \tilde{f}_{-} в виде

$$\widetilde{f}_{x} = \widetilde{F}(\tau_{0}, x) \left(f_{0} - f_{x} \right), \tag{19}$$

тде обозначено

$$f_0 \equiv \int f(x) \, dx. \tag{20}$$

•С учетом (18) выражение (17) запишется в виде

$$\int Z_{x}(\tau_{0}, x') f(x') dx' = \frac{\alpha(x)}{\alpha_{0} \varphi(x)} \tilde{F}(\tau_{0}, x) f_{0} = P_{x}(\tau_{0}) f_{0}.$$
(21)

Окончательно для решений уравнений (10) получаем

$$s(x) = S(x) - a(\tau_0, x) s_0 - \beta(\tau_0, x) s_x,$$

$$h(x) = H(x) + a(\tau_0, x) h_0 + \beta(\tau_0, x) h_x,$$
(22)

тде введены обозначения

$$a(\tau_0, x) = \frac{\lambda}{2} \varphi(x) \widetilde{F}(\tau_0, x),$$

$$\beta(\tau_0, x) = P(\tau_0, x) - a(\tau_0, x).$$
 (23)

Соотношения же (15) с учетом (21) примут вид

$$s_x = S_x - P_x(\tau_0) s_0, \quad h_x = H_x + P_x(\tau_0) h_0.$$
 (24)

Таким образом, мы выразили искомые функции S и h посредством S_x и h_x , а последние—через постоянные нормировки s_0 и h_0 . Подставляя теперь (24) в (22) и, интегрируя с учетом приближения (18), находим

$$s_0 = \frac{S_0 - S_\beta}{1 + a_0 - P_\beta}, \quad h_0 = \frac{H_0 + H_\beta}{1 - a_0 - P_\beta},$$
 (25)

тде

.

$$f_{\beta} = \int \beta(\tau_0, x) f_x dx = \beta_0 f_0 - \sqrt{1 - \lambda} \tilde{f_0}, \quad \tilde{f_0} = \int \tilde{F}(\tau_0, x) f(x) dx. \quad (26)$$

Формулы (25—28) и рышают окончательно поставленную задачу: юни явным образом выражают решение задачи о слое конечной толщины со посредством решения аналогичной задачи для полубесконечной ссреды. В случае консервативного рассеяния в этих формулах нужно совершить предельный переход $\lambda \rightarrow 1$. При этом неопределенность возникает только в выражении для h_0 , причем $s_0 = 1$, а остальные выражения сохраняют прежний вид.

5. Частные вадачи и численные ревультаты. Решения (22—25) получены для самого общего случая о распределении первичных квантовв слое толщины т. При этом могут быть и кванты, поглощенные в среде с произвольным распределением по глубине, и кванты, летящие внутри и вне среды в произвольных направлениях. При частных предположениях относительно распределения первичных квантов из них непосредственно следуют решения соответствующих частных задач. Например, если имеется один квант, поглощенный на границе слоя толщины то, то мы получаем решение задачи о выходящем с обеих границ слоя излучении, т. е. о Ф- и у-функциях Амбарцумяна. Если квант поглощен во внутренней точке т слоя, то-задачи о вероятности выхода из него поглощенного кванта. Если дан падающий на слой квант, то — об отражении и пропускании. Для движущегося внутри слоя кванта мы получаем решение для поверхностной функции Грина этого слоя и т. д. Во всех этих задачах нужно знать решения J[±] соответствующих задач—аналогов для полубесконечной среды.

Для задачи о Ф- и ф-функциях Амбарцумяна

$$J^{-}(x) = \frac{\lambda}{2} \varphi(x), \quad J_{x}^{-} = \frac{\lambda}{2} \varphi_{x} = 1 - \frac{\alpha(x)}{a_{0}\varphi(x)},$$

$$J^{+}(x) = P(\tau_{0}, x), \quad J_{x}^{+} = P_{x}(\tau_{0}) = \frac{\alpha(x)}{a_{0}\varphi(x)} \widetilde{F}(\tau_{0}, x).$$
(27)

Приближенные решения для них записываются в виде

$$\varphi(\tau_{0}, \mathbf{x}) = \varphi(\mathbf{x}) - \frac{\lambda}{2} \varphi(\mathbf{x}) \widetilde{F}(\tau_{0}, \mathbf{x}) \psi_{0} - \frac{2}{\lambda} \frac{\alpha(\mathbf{x})}{\alpha_{0} \varphi(\mathbf{x})} \widetilde{F}(\tau_{0}, \mathbf{x}) \beta(\tau_{0}, \mathbf{x}) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \varphi_{0}\right),$$

$$\psi(\tau_{0}, \mathbf{x}) = \varphi(\mathbf{x}) \widetilde{F}(\tau_{0}, \mathbf{x}) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \varphi_{0}\right) + \frac{2}{\lambda} \frac{\alpha(\mathbf{x})}{\alpha_{0} \varphi(\mathbf{x})} \beta(\tau_{0}, \mathbf{x}) \left(1 + \frac{\lambda}{2} \psi_{0} \widetilde{F}(\tau_{0}, \mathbf{x})\right),$$

$$= \frac{s_{0} + h_{0}}{2}, \quad \psi_{0} = \frac{s_{0} - h_{0}}{2}.$$
(28)

200

где 90 =

Для задачи о вероятности выхода кванта, поглощенного на глубине т слоя толщины т₀, имеем

$$J^{-}(x) = P(\tau, x), \qquad J_{x}^{-} = \frac{\alpha(x)}{\alpha_{0}\varphi(x)}\widetilde{F}(\tau, x),$$

$$J^{+}(x) = P(\tau_{0} - \tau, x), \qquad J_{x}^{+} = \frac{\alpha(x)}{\alpha_{0}\varphi(x)}\widetilde{F}(\tau_{0} - \tau, x).$$
(29)

Для задачи об отражении и пропускании слоя толщины 50 имеем

$$J^{-} = R(x, x') = \frac{\lambda}{2} \varphi(x) \frac{\varphi(x') \alpha(x')}{\alpha(x) + \alpha(x')}, \quad J^{+} = Y(\tau_{0}, x, x'). \quad (30)^{-1}$$

Для задачи о поверхностной функции Грина имеем

$$J^{-} = Y(\tau, x, x'), \quad J^{+} = Z(\tau_{0} - \tau, x', x), \quad .(31)^{*}$$

а величины J_x^+ и J_x^- определяются приведенными выше выражениями (7), (8).

В качестве иллюстрации мы приводим результаты численных расчетов задачи о φ- и ⁴-функциях Амбарцумяна для слоев разных оптических толщин для двух значений λ в модели полного перераспределения по частотам доплеровского и лоренцевского профилей линии поглощения, задаваемых, соответственно, формами

$$\alpha(x) = e^{-x^2}, \quad \alpha_0 = \sqrt{\pi}; \quad \alpha(x) = \frac{1}{x^2 + 1}, \quad \sigma_0 = \pi.$$
 (32)

Вычисления проводились по приближенным формулам (22—25). Результаты представлены в табл. 1 (доплеровский профиль) и 2 (лоренцевский профиль) для шести значений *x*, в соответствующих первых строчках. Для удобства сравнения под ними (во вторых строчках) приведены результаты численного решения уравнений (10) для данной задачи методом дискретизации, сводящим их к системе линейных алгебраических уравнений. В частности, дискретизация в случае лоренцевского профиля проводилась в 20 точках с равномерным шагом по переменной

$$\sigma = \frac{2}{\pi} \int_{0}^{\pi} a(x) dx$$
, меняющейся на интервале [0, 1).

Как показывают сравнения данных таблиц, погрешность приближенных аналитических решений для малых толщин слоя составляет несколько процентов. Эти решения тем точнее, чем больше толщина слоя

Р. Г. ГАБРИЕЛЯН И ДР.

Таблица 1

.00546

.00630

.00648

.01668

.01681

.037/0

.03804

.01427

.01443

.00175

.00177

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ 🤋 (то, х) И Џ (то, х), ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО ПРИБЛИЖЕННЫМ ФОРМУЛАМ И ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ В СЛУЧАЕ ДОПЛЕРОВСКОГО ПРОФИЛЯ

 $\lambda = 0.1. (Fe^{57})$ 0.1 1 10 ψ ψ φ φ ψ φ 0.0 .56615 .51250 .57369 .21594 .5758413 .0002379 .56625 .51259 .57373 .21606 .5758412 .0002385 .40803 .44743 .20867 **D.5** 44098 .4498090 .0004377 .40809 .44746 .20878 .44105 .4498088 .0004382 1.0 .20840 .20092 .21205 .14793 .2143851 .005920 .20839 .20091 .21206 .14800 .2143850 .005925 .05975 .05914 .060921 .05496 1.5 .0621043 .02203 .05973 .05911 .060916 .05498 .0621045 .02206 .01039 .01037 .010599 .00907 2.0 .01041 .0108548 .01038 .01036 .010597 .01042 .0108550 .00908 2.5 .001095 .001095 .0011174 .001115 .0011455 .00112 .001094 .001094 .0011171 .001116 .0011455 .00113 λ=0.65 (Zn⁶⁷) .52749 0.0 .58142 .63737 .27143 .66978 .00523

.57808 .52464 .63722 .27434 .66983 0.5 .45492 .42152 .50287 .25697 . 53623 .45064 .42152 .50151 .25828 .53628 1.0 .21917 .21155 .24609 .17861 .27639 .21342 .20579 .24262 .27641 .17649 .06562 .06520 .07372 1.5 .06798 ,08901 .06134 .06077 .07081 .06510 .08894 2.0 .01190 .01195 .01325 .01324 .01652 .01068 .01068 .01240 .01230 .01647 2.5 .00127 .00128 .00141 .00143 .00177 .00113 .00113 .00131 .00132 .00176

 τ_0 . Погрешность возрастает при переходе к большим значениям частот, но ограничена при $x \to \infty$. В случае доплеровского профиля коэффициента поглощения результаты сравнительно точнее вследствие его малой частотной дисперсии.

Для толщины слоя $\tau_0 = 10$ приведенные в таблицах значения $\varphi(\tau_0, x)$ с точностью до нескольких единиц последнего знака совпадают со зна-

	2 0		$\lambda =$	0.1		
x or	0.1		1		10	
	ę	4	φ	4	φ	ψ
0	.31910	. 28879	.32218	.12047	.323155	.000227
	.31875	.28842	.32214	.12041	.323156	.000228
1	.15959	.15181	.16151	.09865	.162668	.000139
	.15929	.15150	.16144	.09857	.162668	.000140
2	.06386	.06260	.06474	.05315	.065632	.009233
	.06367	.06240	.06467	.05302	.065632	. 009227
3	.03194	.03163	.03240	.02935	.032980	.012340
	.03183	.03150	.03235	.02926	.032980	.012314
5	.01229	.01224	.01247	.01200	.012737	.008721
	-01224	.01219	.01245	.01196	.012738	.008698
10	.00317	00316	.00321	.00318	.003287	.002979
	.00315	.00315	.0321	.00317	.003288	.002971
			$\lambda = 0$.65		
-0	.32515	. 29352	.34652	.13855	.35851	.00290
	. 32143	.29070	.34643	.14092	.35862	.00318
4	.16400	.15541	.17743	.11063	.18985	.00522
	.16009	.15200	.17595	.11093	.18993	.00556
.2	.06685	.06528	.07294	.05990	.08216	.01526
	.06367	.06221	.07113	.05827	.08217	.01551
.3	.03406	.03359	.03717	.03343	.04310	.01812
	.03172	.03128	.03569	.03184	.04305	.01803
'5	.01347	.01335	.01465	.01392	.01731	.01218
	.01217	.01269	.01378	.01293	.01725	.01286
10	.00359	.00356	.00389	.00377	.00461	00410
	.00315	.00313	.00358	.00343	.00457	.00401

Таблица 2 ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ 7 (-0, х) И (-0, х). ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО ПРИБЛИЖЕННЫМ ФОРМУЛАМ И ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ В СЛУЧАЕ ЛОРЕНЦЕВСКОГО ПРОФИЛЯ

чениями $\varphi(x)$ для полубесконечной среды. Что касается малых толщин, то порядок погрешности не меняется при уменьшении τ_0 вплоть до нуля.

Институт прикладных проблем физики АН Арм.ССР Бюраканская астрофизическая обсерватория

Р. Г. ГАБРИЕЛЯН И ДР.

ON THE SOLUTION OF THE PROBLEM OF RADIATION TRANSFER IN A PLANE LAYER FOR THE MODEL OF THE FREQUENCY COMPLETE REDISTRIBUTION. I. ONE-DIMENSIONAL MEDIUM

R. G. GABRIELYAN, A. R. MKRTCHYAN, M. A. MNATSAKANIAN, KH. V. KOTANDJIAN

Approximated analytical solutions of the problem, most common in its statement, of non-coherent radiation transfer in one-dimensional medium of finite optical thickness are found for the model of the frequency complete redistribution. The accuracy of solutions of this kind grows when the layer thickness increases, the quantum survival probability decreases and the frequency approaches the line centre. In the worst case their error appears to be of the order of several percent. These solutions are illustrated by calculations of Ambartsumian's φ and ψ functions for the cases of the Doppler and Lorents profiles of the spectral lines.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
- 2. В. В. Соболев, Перенос лучистой энергии, ГИТТЛ, М., 1956.
- 3. В. В. Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, Наука, М., 1972.
- 4. В. В. Иванов, Перенос взлучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.
- 5. М. А. Мнацаканян, Астрофизика, 16, 513, 1980.
- 6. Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян, Астрофиэика (в печати).
- 7. А. Р. Мкртчян, Р. Г. Габриелян, Астрофизика, 20, 607, 1984.
- A. R. Mkrtchyan, R. G. Gabrielyan, A. H. Martirossian, A. Sh. Crigoryan, Phys. Stat. Sol. (b), 139, 583, 1987.
- 9. М. А. Мнацаканян, Докл. АН СССР, 225, № 5, 1049, 1975.
- 10. Н. Б. Енгибарян, М. А. Мнацаканян, Математические заметки, 19, 927, 1976.
- 11. М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 46, 93, 1975.

АСТРОФИЗИКА

ФЕВРАЛЬ, 1988

ВЫПУСК 1

УДК: 52—64—657

TOM 28

О ДИФФУЗИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В КОНТИНУУМЕ

С. И. ГРАЧЕВ

Поступила 15 октября 1986 Принята к печати 15 октября 1987

В диффузионном по частоте приближении получены аналитические стационарное и нестационарное решения задачи о переносе резонансного излучения в бесконечной однородной неконсервативной ореде при наличия поглощения в континууме. Рассеяние считается когерентным в системе атома с расширевным затуханием верхним уровнем. Распределение источников — равномерное. Приведены выражения для интенсивности излучения, а также для среднего числа рассеяный фотонов и числа нескомпенсированных переходов из верхнего состояния атома в нижнее. Найдены асимптотики указанных величин.

1. Введение. Профили спектральных линий несут в себе важную информацию о физических условиях в астрофизических объектах. В большинстве случаев они рассчитываются в приближении полного перераспределения по частоте (ППЧ), хорошо исследованном теоретически (см. [1]). Однако в некоторых случаях этого приближения оказывается недостаточно и следует иопользовать функции частичного перераспределения по частоте (ЧПЧ). Так, приближение ППЧ оказывается непригодным для резонансводородо- и гелиеподобных ионов в спектрах ренттеновских ных линий источников при плотностях < 10^{B2} см⁻³ [2], а также для линии L_a в оболочках сверхновых на стадии свободного разлета [3]. В этих случаях поглощение фотонов линии описывается фойгтовским профилем, а перераспределение по частоте — функцией R_{II} (x, x') (в обозначениях Хаммера [4]), соответствующей котерентному рассеянию в системе атома с уширенным затуханием верхним уровнем. Точное решение задачи о переносе излучения в линии при функции перераопределения $R_{lr}(x, x')$ сопряжено с большими математическими трудностями. Однако почти когерентный характер рассеяния в крыле фойгтовского профиля оправдывает использование диффузионного приближения. Оно применялось Харрингтоном [5] для решения стационарной задачи о переносе в плоском слое, а также М. М. Баско

[6], рассмотревшим нестационарный перенос в бесконечной однородной консервативной среде.

В настоящей работе получены некоторые более общие решения уравнения диффузии для интенсивности резонансного излучения, чем найденные в [6], а именно: учитывается неконсервативность рассеяния и поглощение фотонов линии в континууме. При помощи этих решений оцениваются среднее число рассеяний фотонов в линии и число необалансированных переходов из верхнего состояния атома в нижнее в единицу времени в единице объема.

2. Основные уравнения и соотношения. Уравнение диффузии для интенсивности излучения в изолированной линии I(t, x) в бесконечной однородной среде с равномерно распределенными источниками мощностью- $\propto S_0(t, x)$ имеет следующий вид:

$$\frac{\partial I(t, x)}{\partial t} = -\left[\beta + (1-\lambda) a(x)\right] I(t, x) + \frac{\lambda a}{2 \sqrt{\pi}} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{x^2} \frac{\partial I(t, x)}{\partial x} \right] + S_0(t, x).$$
(1)

Оно отличается от уравнения, рассмотренного в [6], наличием первого слагаемого в правой части, которое описывает неконсервативность рассеяния: $(\lambda \neq 1 -$ альбедо однократното рассеяния) и потлощение в континууме ($\beta \neq 0$ - отношение коэффициента поглощения в континууме к коэффициенту поглощения в центре линии $k_{12}(v_0)$). Далее, в (1) безразмерное время t измеряется в единицах

$$1/cn_1k_{12}(v_0),$$
 (2)-

 n_1 — концентрация атомов в нижнем состоянии, с — скорость света, $\alpha(x)$ — профиль ковффициента поглощения ($\alpha(0) = 1$), $x = (v - v_0)/\Delta v_D$ — безразмерная частота, $a = \Delta v_E / \Delta v_D \ll 1$ — фойгтовский параметр. В дальнейшем мы считаем $S_0(t, x) = S_0 \delta(x - x_0)$ и решаем уравнение (1) прич начальном и граничном условиях

$$I(0, \mathbf{x}) = 0, \quad I(t, \pm \infty) = 0,$$
 (3)

что соответствует включению источников в момент t = 0.

Прежде чем переходить к решению уравнения (1), введем две важные Физические величины. Одна из них

$$S = \frac{2hv_{\eta}^3}{c^3} \frac{g_1}{g_2} \frac{n_2}{n_1} \frac{1}{A}$$
(4)

пропорциональна степени возбуждения атомов n₂ n₁. Здесь g₁ и g₂ – статистические веса нижнего и верхнего уровней, A — нормировочная по-

стоянная профиля коэффициента поглощения: $A \int a(x) dx = 1$. Другая

$$R = n_2 A_{21} - n_1 B_{12} J_{12} \equiv \beta_{12} n_2 A_{21}$$
 (5)

равна числу нескомпенсированных переходов из верхнего состояния в нижнее (здесь A_{21} и B_{12} — эйнштейновские коэффициенты, J_{12} — средняя по профилю коэффициента поглощения интенсивность излучения). Величина R непосредственно входит в уравнение статистического равновесия, причем для нее обычно используется второе из равенств (5), которым вводится так называемый фактор радиационного разбаланса β_{12} . При любом законе перераспределения по частоте при рассеянии для S и R легко получаются следующие представления:

$$S = \lambda \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x) I(t, x) dx + S_0, \qquad (6)$$

$$R = B\left[\frac{d}{dt}\int_{-\infty}^{+\infty} I(t, x) dx + \beta \int_{-\infty}^{+\infty} I(t, x) dx\right], \qquad (7)$$

где

$$S_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} S_0(t, x) dx, \qquad B = An_1 \frac{c^2}{2hv_0^3} \frac{g_2}{g_1} A_{21}. \qquad (8)$$

Ясно, что фактор $\beta_{12} = R/BS$, а среднее число рассеяний $N = S/S_0$.

Профиль коэффициента поглощения $\alpha(x)$ в (1) — фойгтовский. Однако при выводе (1) использовалось приближенное выражение для функции перераспределения $R_{11}(x, x')$, справедливое в крыле фойгтовского профиля (см. [6]). Поэтому с учетом нормировки профиля $\alpha(x)$ можно принять для него следующее приближенное представление:

$$\alpha(x) \sim -\frac{1}{A} \delta(x) + \frac{a}{A\pi x^2}$$
(9)

Другое приближенное представление для a(x) (также содержащее . функцию, но от другой переменной) применялось ранее Харрингтоном [5]. 3. Стационарные решения. В стационарном случае при $S_0(x) = S_0\delta(x)$ уравнение (1) принимает вид

$$xI''(x) - 2I'(x) - \left[\frac{2}{\lambda}(1-\lambda)x + qx^{3}\right]I(x) =$$

= $\frac{q}{\beta}x^{*}[\sqrt{\pi}(1-\lambda)I(0) - S_{0}]\delta(x),$ (10)

где

$$q = 2 \, V \pi \, \beta / \lambda a. \tag{11}$$

Эдесь для $\alpha(x)$ использовалось представление (9), причем полагалось $A = 1/\sqrt{\pi}$, люскольку фойгтовский параметр *a* считается малым. Замена

$$I(x) = C e^{-x/2} y(z), \quad z = \sqrt{q} x^2$$
 (12)

приводит однородное уравнение вида (10) к вырожденному гипергеометрическому уравнению для y(z). Его решениями являются функции $\Phi(\alpha, -1/2; z)$ и

$$\Psi(\alpha, -1/2; Z) = \frac{\Gamma(3/2)}{\Gamma(\alpha + 3/2)} \Phi(\alpha, -1/2; Z) + \frac{\Gamma(-3/2)}{\Gamma(\alpha)} z^{3/2} \Phi\left(\alpha + \frac{3}{2}, \frac{5}{2}; Z\right), \quad (13)$$

:где

$$\alpha = \frac{1-\lambda}{2\lambda\sqrt{q}} - \frac{1}{4}.$$
 (14)

Определение и свойства вырожденных гипергеометрических функций $\Phi(a, \beta; z)$ и $\Psi(a, \beta; z)$ см., например, в [7], стр. 1072. Нам нужно по--строить симметричное стремящееся к нулю на бесконечности решение уравнения (10). С втой целью выберем фундаментальную систему решений для y(z) в виде

$$y_{1}(x) = \Psi(\alpha, -1/2; z), \quad z = \sqrt{q} x^{2},$$

$$y_{2}(x) = \Phi(\alpha, -1/2; z) - \frac{8}{3} \frac{\Gamma(\alpha + 3/2)}{\Gamma(\alpha)} q^{3/4} x^{3} \Phi(\alpha + 3/2, 5/2; z).$$
(15)

Отсюда с учетом (13) следует, что

$$y_2(-x) = \frac{\Gamma(a+3/2)}{\Gamma(3/2)} y_1(x).$$
 (16)

При помощи фундаментальной системы (15) решение неоднородного уравнения (10) строится обычным образом. В результате имеем

$$I(\mathbf{x}) = \frac{S_0 \Gamma(\alpha) e^{-z/2} \Psi(\alpha, -1/2; z)}{\sqrt{\pi} (1-\lambda) B(\alpha, 3/2) - 4\lambda a q^{3/4}},$$
(17)

где Г (a) и B (a, 3/2) — гамма- и бета-функции.

Согласно (17) интенсивность излучения $I(x, \lambda, \beta)$ выражается через функцию двух переменных α и $z = \sqrt{q} x^2$. Если ввести характерные частоты

$$x_{\lambda} = \sqrt{\frac{\lambda}{2(1-\lambda)}}, \quad x_{\beta} = \left(\frac{\lambda \alpha}{2\sqrt{\pi\beta}}\right)^{1/4},$$
 (18)

то эти переменные можно записать в виде выражений

$$z = (x/x_{\beta})^2, \quad \alpha = \frac{1}{4} [(x_{\beta}/x_{\lambda})^2 - 1],$$
 (19)

определяющих соотношения подобия для интенсивности излучения.

Подстановка (17) в (6) и (7) позволяет найти характеристики среды *R* и S. Tak,

$$R = \frac{BS_0}{1 - \lambda + \kappa} \beta_{12}, \qquad (20)$$

где

$$a = -4\lambda a q^{3/4} / \sqrt{\pi} B(a, 3/2), \qquad (21)$$

$$\beta_{12} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{8\lambda a}{\sqrt{\pi}} \right)^{1/4} \beta^{3/4} \frac{\Gamma(\alpha+3/2)}{\Gamma(\alpha+2)} F\left(\frac{1}{2}, 2; \alpha+2; \frac{1}{2} \right)$$
(22)

Здесь F(a, b; c; z) — гипергеометрическая функция Гаусса. Заметим, что во всем интервале изменения α (от — 1/4 до + ∞) она меняется в (22) всего лишь в 1.5 раза (от 3/2 до 1). Что же касается величины S, то, вычисляя ее сотласно (6), можно вынести из-шод знака интеграла значение интенсивности в точке x = 0, поскольку согласно (17) ширина профиля I(x) при малых q (т. е. при $\beta \ll \lambda a$) значительно больше ширины профиля коффициента поглощения. Тогда

 $S \approx \lambda \sqrt{\pi} I(t, 0) + S_0, \qquad (23)$

и для среднего числа рассеяний отсюда имеем согласно (17)

$$N \approx -\frac{1+x}{1-\lambda+x}.$$
 (24)

14-21

Здесь х дается формулой (21), причем при λ, близких к 1, и малых β онсмало, и им можно пренебречь в числителе (24). В результате для фактора радиационного разбаланса β12 получается приведенное выше выражение (22).

Рассмотрим далее некоторые предельные случаи.

а) Случай не слишком малых $\beta(\beta \gg \beta_1)$. Пусть $x_3 \ll x_3$. Тогда согласно (19) имеем $\alpha \sim -1/4$ и согласно (18)- $\beta \gg \beta_1$, где

$$\beta_1 = \frac{2a}{\lambda \sqrt{\pi}} (1-\lambda)^2.$$
 (25)

В этом случае из (17) следует

$$I(\mathbf{x}) \sim \frac{S_0 \Gamma(3/4) q^{3/8} x^{3/2} K_{3/4} (\sqrt{q} x^2/2)}{\sqrt{2\pi} (1-\lambda) \Gamma^2(3/4) + \sqrt{\pi} \lambda a q^{3/4}},$$
 (26),

где K₃₄(z) — функция Макдональда, а из (22) —

$$\beta_{12} \sim 2^{-1/4} \pi^{-5/8} \frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)} (\lambda a)^{1/4} \beta^{3/4} = 1.217 (\lambda a)^{1/4} \beta^{3/4}.$$
 (27)

При этом для x из (21) получается x~ β_{12} , и согласно (24) имеем. $N \sim 1/(1 - \lambda + \beta_{12})$. Формулы (26) и (27) становятся точными при k=1... Функциональная форма зависимости β_{12} и N от параметров α и β_{1} , даваемая формулой (27), была найдена ранее в [8] из качественных соображений, причем численный коэффициент определялся из числен-ного решения уравнения диффузии (заметим, что в [8] вместо β ис-пользуется $\omega = \beta/\sqrt{\pi}$).

Сравнивая слагаемые в знаменателе правой части (26), видим, что наряду с В1 имеется еще одно характерное значение

$$\beta_{\bullet} = \pi^{-1/2} \left[\Gamma \left(3/4 \right) \right]^{8/9} (2\lambda a)^{-1/3} \left(1 - \lambda \right)^{4/3}. \tag{28}$$

При $\beta \ll \beta_*$ преобладает первое слагаемое, а при $\beta \gg \beta_*$ — второе.. В последнем случае асимптотика I(x) практически совпадает с реше-нием при $\lambda = 1$, т. е. при $\beta \gg \beta_*$ роль гибели фотона в акте рассеяния мала по сравнению с гибелью в полете.

6) Случай малых β ($\beta \ll \beta_1$). В этом случае $x_\beta \gg x_\lambda$ и согласно (19) ниеем $\alpha \gg 1$. Для I(x) из (17) находим тогда

$$I(x) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{1-\lambda} \frac{1}{1-2a/\pi x_{\lambda}} e^{-|x|/x_{\lambda}} (1+|x|/x_{\lambda}), \qquad (29)$$

что является решением уравнения (10) при $\beta = 0$, т. е. при $\beta \ll \beta_{L}$ роль гибели фотонов в полете несущественна. Для фактора В12 В5 этом случае имеем $\beta_{12} \sim \beta/\sqrt{8\pi (1-\lambda)}$.

В заключение этого раздела приведем решение при $S_0(x) = S_0 t(x - x_0)$. Оно легко получается с помощью фундаментальной системы (15):

$$I(x, x_0) = \frac{S_0 \Gamma(a) e^{-(s+x_0)/2}}{\sqrt{\pi} (1-\lambda) B(a, 3/2) - 4\lambda a q^{3/4}} \cdot \begin{cases} y_1(x_0) y_2(x), x < 0, \\ f(x_0, x), 0 < x < x_0, \\ f(x, x_0), x > x_0, \end{cases}$$
(30)

где

$$f(x_0, x) = \frac{\sqrt{\pi} (1-\lambda) \Gamma(a)}{4\lambda a q^{3/4}} y_1(x_0) [y_1(x) - y_1(0) y_2(x)] + y_1(x_0) y_2(x). (31)$$

Решение $I(x, x_0)$, являющееся функцией Грина уравнения (10), позволяет найти интенсивность излучения при произвольном распределении по частоте первичных источников.

4. Нестационарные решения. Легко показать, что при не зависящих от времени параметрах λ , a и β преобразование Лапласа по времени нестационарного решения $I(t, x; \lambda, a, \beta)$ выражается через соответствующее стационарное решение $I(x; \lambda, a, \beta)$. Именно, при $S_0(t, x) = S_0(x)$ и начальном условии I(0, x) = 0

$$\overline{I}(p, x; \lambda, a, \beta) = \frac{1}{p} I(x; \lambda, a, \beta+p), \qquad (32)$$

где p — параметр преобразования. В дальнейшем считаем $S_0(x) = S_0\delta(x)$ и ограничиваемся случаем max $\{\beta, |p|\} \gg \beta_1$, что соответствует max $\{\beta, 1/t\} \gg \beta_1$. Тогда для стационарного решения в правой части (32) можно воспользоваться формулой (26). Обращение выполняется с использованием интегрального представления для функции Макдональда (см. [7], стр. 354), входящей в (26). Результат получается в виде свертки, содержащей функцию

$$g(t) = \frac{\sqrt{2}}{\pi} e^{-\beta t} \int_{0}^{\infty} e^{-ut/t_{\star}} \frac{u^{3/4}}{(\sqrt{2} - u^{3/4})^{2} + u^{3/2}} \cdot \frac{du}{u + \beta t_{\star}} + \frac{1}{1 + (\beta t_{\star})^{-3/4}},$$
(33)

а именно:

$$I(t, x) = CS_0 t^{3/4} \int_0^t e^{-\beta t v - \eta/v} v^{-1/4} g(t(1-v)) dv, \qquad (34)$$

где обозначено

$$C = \frac{2^{1/4} \pi^{1/8}}{\Gamma(1/4) (\lambda \alpha)^{1/4}}, \qquad \eta = \frac{\sqrt{\pi} x^4}{8\lambda \alpha t}, \qquad t_* = 1/\beta_*, \qquad (35)$$

причем β_* дается формулой (28). В табл. 1 приведена сводка вытекающих из (34) асимптотик интенсивности излучения по времени t.

Таблица 1

АСИМПТОТИКИ	I NO t	интенсив	зности	излучения	i I (t, s	x)
						-

t≪t.≪1/β	r. « r « 1/p	$\max \{t, t_{\bullet}\} \gg 1/\beta$
$e^{-\beta t}I(t, x; 1, \lambda a, 0)$	$\frac{S_0}{\pi \sqrt{2\pi}} \frac{\Gamma(1/4)}{1-\lambda} e^{-\beta t} \Gamma(3/4, \eta)$	$\frac{1}{1+(\beta t_*)^{-3/4}}I(t, x; 1, \lambda \alpha, \beta)$

В этой таблице Г (3/4, η) — неполная гамма-функция. Табл. 1 содержит решение

$$I(t, x; 1, \lambda a, \beta) = Ct^{3/4} \int_{0}^{1} e^{-\beta t v - \eta/v} v^{-1/4} dv, \qquad (36)$$

которое получается из (34) при $t_{\bullet} = \infty$ (т. е. при $\lambda = 1$). При $\beta = 0$ оно представляет собой интеграл от решения, найденното ранее Баско [6] в задаче о вопышке излучения в среде с $\lambda = 1$ и $\beta = 0$. Что касается асимптотик интенсивности излучения по частоте, то их характер определяется, как это видно из (34), величиной η . При $\eta \ll 1$ интенсивность излучения не зависит от частоты, а при $\eta \gg 1$ происходит быстрое ($\infty e^{-\eta}$) ее убывание с ростом частоты.

Перейдем теперь к определению интегральных характеристик R, S и β_{12} . Подстановка (34) в (7) дает

$$R = \frac{BS_0}{1 + (\beta t_*)^{-3/4}} + \frac{\sqrt{2}}{\pi} BS_0 e^{-\beta t} \int_0^\infty \frac{e^{-ty/t_*} y^{3/4}}{(\sqrt{2} - y^{3/4})^2 + y^{3/2}} \cdot \frac{dy}{y + \beta t_*}$$
(37)

а S можно найти приближенно из (23). В табл. 2 приведены асимптотики $R, N = S/S_0$ и $\beta_{12} = R/BS$, которые легко находятся из соответствующих асимптотик интенсивности излучения (см. табл. 1).

В табл. 2 ү (3/4, βt) — неполная гамма-функция (ү (3/4, 0)=0), а через $\beta_{12}(\infty)$ обозначен стационарный предел, даваемый формулой (27). Асимптотика среднето чиола рассеяний N(t) при $\lambda = 1$ и $\beta = 0$ была найдена ранее в другой нормировке в [9]. Она получается из второго столбца табл. 2 (случай $1 \ll t \ll t \ll 1/\beta$).

212

ДИФФУЗИЯ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как указывалось выше, решение (34) и вытекающие из него асимптотики справедливы при условии max { β , 1/t} $\gg \beta_1$, где β_1 дается формулой (25). Если $\beta = 0$, то это соответствует

$$t \ll 1/\beta_1 = t_\lambda. \tag{38}$$

Таблица 2

213

АСИМПТОТИКИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН

$1 \ll t \ll t_{\bullet} \ll 1/\beta t_{\bullet} \ll t \ll 1/\beta $			$\max \{t, t_{\bullet}\} \gg 1/\beta$		
R/BS ₀ N(t) β ₁₂ (t)	$\begin{vmatrix} e^{-\beta t} \\ \lambda e^{-\beta t} / \beta_{12}(t) \\ c 2^{-1/4} \pi^{-5/8} \Gamma(1) \\ c = 3/4 \end{vmatrix}$	$\begin{vmatrix} \beta_{12}(t)/(1-\lambda) \\ 1/(1-\lambda) \\ /4)(\lambda a)^{1/4}t^{-3/4} \\ c = 1/\pi \sqrt{2} \end{vmatrix}$	$ \begin{bmatrix} 1 + (\beta t_{\bullet})^{-3/4} \end{bmatrix}^{-1} \\ 1 + \frac{1}{1 + (\beta t_{\bullet})^{-3/4}} \frac{\lambda}{\beta_{12}(\infty)} \frac{\gamma (3/4, \beta t)}{\Gamma (3/4)} \\ \beta_{12}(\infty) \qquad (\beta t \gg 1) $		

Можно показать, что t_{λ} есть характерное время установления стационарного решения (при $\beta = 0$) во всей существенной части профиля, т. е. в области $\eta < 1$, где η определено согласно (35). Наряду с t_{λ} в задаче имеются еще характерные времена $t_* = 1/\beta_*$ и $1/\beta$. Согласно асимптотикам, приведенным выше в табл. 1 и 2, при $t \ll t_*$ малую роль играет гибель фотонов в процессе рассеяния, а при $t \ll 1/\beta$ несущественна роль гибели в полете.

В заключение раздела приведем еще решение для случая, когда фотоны рождаются на произвольном расстоянии $x_0 > 0$ от центра линии. Его можно найти из (32) с использованием (30). При этом поскольку мы считаем, что выполнено условие (38), то функции $y_1(x)$ и $y_2(x)$, входящие в (30), выражаются (так как $\alpha \sim -1/4$) через функции Бесселя мнимого аргумента $I_{\pm 3/4}(z/2)$ и $K_{3/4}(z/2)$. Обращение произведений этих функций, входящих в (32) через посредство (30), можно сделать, использовав их интегральные представления (см. [7], стр. 739). В результате интенсивность излучения выражается через свортки

$$G(t, x, x_0) = \int_0^t g(t') f_-(t - t', x, x_0) dt',$$

$$F(t, x, x_0) = \int_0^t [f_+(t', x, x_0) - f_-(t', x, x_0)] dt',$$
(39)

где

$$f_{\pm}(t, x, x_{0}) = \frac{1}{t} \exp\left[-\beta t - \frac{\sqrt{\pi}}{8\lambda a t} (x^{4} + x_{0}^{4})\right] \times \\ \times \left[I_{-3/4} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{4\lambda a t} x^{2} x_{0}^{2}\right) \pm I_{3/4} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{4\lambda a t} x^{2} x_{0}^{2}\right)\right], \quad (40)$$

а функция g(t) дана выше формулой (33). Итак,

$$I(t, x, x_0) = \frac{\sqrt{\pi}}{4\lambda a} |xx_0|^{3/2} \begin{cases} G(t, |x|, x_0), & x < 0 \\ G(t, x, x_0) + F(t, x, x_0), & x > 0. \end{cases}$$
(41)

Заметим, что $I(t, x, -x_0) = I(t, -x, x_0)$. При $x_0 = 0$ из (41) получаем (34). При $\beta = 0$ и $\lambda = 1$ ($t_* = \infty$) функция g(t) = 1, и из (39)-(41) имеем для интенсивности интеграл по t от решения, найденного ранее Баско [9] в задаче о вспышке излучения ($I(0, x, x_0) = \delta(x - x_0)$).

5. Заключение. Выше было найдено в диффузионном по частоте приближении решение задачи о переносе резонансного излучения в бесконечной однородной неконсервативной среде при наличии поглощения в континууме. Оно содержит в качестве частных случаев аналитические решения, полученные М. М. Баско [6, 9], а также численное решение в статическом пределе, найденное Н. Н. Чутаем [8].

Полученные в настоящей статье решения можно использовать при описанни формирования профиля линии водорода L_a на ранних стадиях рекомбинации в расширяющейся Вселенной.

В заключение отметим, что использование диффузионного приближения должно давать решение, достаточно близкое к точному (получаемому при точном ощисании перераспределения по частоте) по крайней мере на временах $t \gg t_* = 1/\beta_*$ (см. формулу (28)). Дело в том, что на таких временах формируется общирное ($\eta \sim 1$) центральное плато профиля интенсивности излучения высотой $\sim 1/\sqrt{\pi} (1-\lambda)$ (см. средний столбец табл. 1). Плато такой высоты должно возникать и при точном описании перераспределения по частоте. При малых $1-\lambda$ это плато простирается достаточно далеко в область больших частот, где диффузионное приближение уже должно быть хорошим.

120

Благодарю Д. И. Нагирнера за полезные обсуждения.

Ленинпрадский государственный университет

ДИФФУЗИЯ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

ON THE DIFFUSION OF RESONANCE RADIATION IN AN INFINITE MEDIUM WITH CONTINUUM ABSORPTION

S. L. GRACHEV

Resonance radiation transfer in infinite homogeneous nonconservative medium with continuum absorption is considered. Analytic solutions of the problem both stationary and time dependent are obtained using diffusion approximation in a frequency space. Line scattering is assumed to be coherent in the frame of atom with naturally broadened upper level. Distribution of primary sources is taken to be uniform. Explicit formulae are presented for intensity of radiation as well as for a mean number of photon scatterings and for a net radiative bracket. Asymptotic forms of these quantities are also found.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Иванов, Перенос излучения и спектры небесных тел, Наука, М., 1969.

2. М. М. Баско, Препр. ИКИ АН СССР, № 410, 1978.

3. Н. Н. Чугай, Письма в Астрон. ж., 6, 166, 1980.

4. D. G.Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 21, 1962.

5. J. P. Harrington, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 162, 43, 1973.

6. М. М. Баско, Ж. эксперим. н теор. физ., 75, 1278, 1978.

7. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Наука, М., 1971.

.8. H. H. Чузай, Астрофизика, 26, 89, 1987.

19. М. М. Баско, Препр. ИТЭФ АН СССР, № 152, 1979.

215

АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск 1:

УДК: 523.62—726

ДИНАМИКА МАГНИТОЗВУКОВОГО СОЛИТОНА ПРИ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р. Г. ДЖАНГИРЯН, Ф. А. КОСТАНЯН Поступела 18 декабря 1986 Принята к печате 15 декабря 1987

Рассмотрено изменение параметров магнитозвукового солитона при движении егов неоднородном внешнем магнитном поле как для скачнообравного изменения величним поля, так и в случае периодического изменения малой добавки к постоянному внешнемуполю. Показано, что ширина солитона и его скорость во втором случае изменяютсяс некоторой эффективной частотой.

1. Введение. Вопросы возбуждения матнитогидродинамических волн. представляют эначительный интерес в связи с исследованиями волновых процессов в космическом пространстве. Механизм переходного излучения в рамках линейной теории привлекается для объяснения особенностей нестационарных астрофизических объектов [1], рассматривается в качестве возможного источника космического рентгеновского излучения [2] и альвеновских возмущений в межпланетной плазме [3]. Учет нелинейных эффектов приводит к более ясному представлению о природе процессов как в магнитосфере и ионосфере Земли [4], так и в недрах звезд [5].

В настоящее время имеются все основания для того, чтобы считать реальным существование солитонов в космической плаэме (см., например, [6, 7]). Наличие неоднородностей внешнего магнитного поля вдоль пути движения солитона приводит к формированию свободных полей переходного излучения. Такое излучение, возникающее при пересечении скачка и регулярных неоднородностей внешнето магнитното поля магнитозвуковым солитоном, исследовано в работе [8] методом теории возмущений, в котором не используется предположение об адиабатическом изменении параметров солитона и исключаются из расссмотрения эффекты, связанные с изменением скорости солитона при излучении [9]. В настоящей работе мы рассматриваем изменение параметров самого солитона при переходном излучении и переходном рассеянии, возникающем при движении его в неод-нородном внешнем поле. 2. Основные уравнения. Возмущения магнитного поля при одномерном двяжении квазинейтральной плазмы поперек внешнего магнитного поля Но описываются следующим уравнением [10]:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} \frac{H_0}{4\pi m n_0} \frac{\partial}{\partial x} \frac{H^2}{2} = \delta_L^2 \frac{\partial^4 H}{\partial x^2 \partial t^2}, \qquad (1)$$

где n_0 — невозмущенная плотность заряженных частиц, $m = m_l + m_e$, $\delta_L = c/\omega_{0e}$ — длина дисперсии для магнитозвуковых волн, распространяющихся поперек магнитного поля, $\omega_{0e} = \sqrt{4\pi n e^3/m_e}$ — ленгмюровская частота электронов плазмы.

Рассмотрим движение плазмы, описываемой уравнением (1), в неоднородном магнитном поле,

$$H = H_0 (1 + \varepsilon (x, t)), \quad |\varepsilon (x, t)| \ll 1.$$
 (2)

Введением переменных $\bar{\tau} = \delta t$, $\bar{\xi} = x - c_A t$, где $c_A = H_0/\sqrt{4\pi mn_0}$ зальвеновская скорость, для величины $\bar{u} = 1 - H(\bar{\xi}, \bar{\tau})/H_0$ получаем из (1) уравнение, которое после обезразмеривания, согласно соотношениям $\bar{\xi} = \delta_L \xi$, $\bar{\tau} = 2\delta_L \tau/c_A$, $\bar{u} = 6u$, приводится к каноническому виду уравнения Кортевега — де Фриза

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - 6u \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial^3 u}{\partial \xi^3} = -\varepsilon(\xi, \tau) \frac{\partial u}{\partial \xi}, \tag{3}$$

в котором правая часть является возмущением: $\varepsilon(x, t) = \varepsilon(\delta_L(\xi + 2\tau), 2\delta_L \tau/c_A)$ и позволяет нам ниже рассмотреть динамику солитона. Невозмущенное решение уравнения (3) имеет вид солитона:

$$u_s = -2x^2 \operatorname{sech}^2 [x (\xi - \zeta (\tau))]. \tag{4}$$

Изменение ширины солитона при наличии возмущения описывается следующим уравнением [11]:

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{1}{4x} \int_{-\infty}^{\infty} dz R[u_s]/ch^2 z, \qquad (5)$$

где $R[u] = -\varepsilon(\xi, \tau) \frac{\partial u}{\partial \zeta}, z = x(t) [\xi - \zeta(t)],$ а изменение скорости солитона подчиняется следующему уравнению:

$$\frac{d\zeta}{dt} = 4x^2 - \frac{1}{4x^3} \int_{-\infty}^{\infty} dz R[u_s] \frac{1}{ch^2 z} (z + shz \cdot chz).$$
(6)

ДИНАМИКА МАГНИТОЗВУКОВОГО СОЛИТОНА

3. Эволюция параметров солитона при переходном излучении. Предположим, что изменение магнитного поля происходит скачком: $\varepsilon(x) = \varepsilon_0 \Theta(x)$, где $\Theta(x)$ — функция Хэвисайда. Тогда правую часть уравнения (3), описывающего возмущение, можно представить в виде

$$R[u_{s}(z)] = 2\varepsilon_{0}x^{3}(t) \Theta[z + x(\zeta + 2t)] \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\operatorname{ch}^{2} z}, \qquad (7)$$

а уравнения (5) и (6) соответственно преобразуются к виду

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{\varepsilon_0 x^2}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \, \Theta \left[z + x \left(\zeta + 2t \right) \right] \frac{1}{\operatorname{ch}^2 z} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 z}, \qquad (8)$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = 4x^2 - \frac{s_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \, \Theta \left[z + x \left(\zeta + 2t \right) \right] \frac{z + \operatorname{ch} z \cdot \operatorname{sh} z}{\operatorname{ch}^2 z} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 z}.$$
(9)

Эти уравнения определяют динамику солитона на скачке альвеновской скорости (на контактном разрыве). Из уравнений (8) и (9) окончательно получаем:

$$\mathbf{x}_t = \varepsilon_0 \mathbf{x}^2 / 4 \operatorname{ch}^4 \mathbf{x} \, (\zeta + 2t), \tag{10}$$

$$\xi_t = 4x^2 + \varepsilon_0/2 - \frac{\varepsilon_0}{4} \left[\frac{x(\zeta + 2t)}{ch^4 x(\zeta + 2t)} - th^3 x(\zeta + 2t) - th x(\zeta + 2t) \right]$$
(11)

Решения этих уравнений будем искать в виде ряда по параметру го:

$$\begin{aligned} \mathbf{x}(t) &= \mathbf{x}_0 + \mathbf{e}_0 \mathbf{x}_1(t) + \mathbf{e}_0^2 \mathbf{x}_2(t) + \dots \\ \mathbf{\xi}(t) &= 4 \mathbf{x}_0^2 t + \mathbf{e}_0 \mathbf{\xi}_1(t) + \mathbf{e}_0^2 \mathbf{\xi}_2(t) + \dots \end{aligned}$$
 (12)

с начальными условиями $\xi_t = c_0$, $x = x_0$ при $t \to -\infty$. Тогда изменение ширины солитона описывается выражением

$$\mathbf{x} (t) = \mathbf{x}_0 + \frac{\varepsilon_0 \mathbf{x}_0^2}{4q_0} \left[\frac{2}{3} + \mathrm{th} q_0 t - \frac{1}{3} \mathrm{th}^3 q_0 t \right],$$

$$q_0 = 2\mathbf{x}_0 (2\mathbf{x}_0^2 + 1),$$

из которого следует, что ширина солитона при прохождении неоднородности поля ^во терпит скачок

$$\Delta \mathbf{x} = \epsilon_0 \mathbf{x}^2 / 3q_0. \tag{13}$$

Вычнсления величины (1) приводят к значению

Р. Г. ДЖАНГИРЯН, Ф. А. КОСТАНЯН

$$\begin{split} \mathfrak{k}_{1}(t) &= t \left\{ \frac{4}{3} \frac{\mathfrak{x}_{0}^{3}}{q_{0}} + \frac{1}{2} - \frac{1}{4} \left(thq_{0}t - \frac{1}{3} th^{3}q_{0}t \right) \right\} + \\ &+ \frac{1}{q_{0}} \frac{1}{ch^{3}q_{0}t} \left\{ \frac{\mathfrak{x}_{0}^{3}}{3q_{0}} + \frac{1}{12} \right\} + \frac{1}{q_{0}} \ln chq_{0}t \left\{ \frac{4\mathfrak{x}_{0}^{3}}{3q_{0}} + \frac{2}{3} \right\} + \\ &+ \frac{1}{q_{0}} \ln 2 \left\{ \frac{4\mathfrak{x}_{0}^{3}}{3q_{0}} + \frac{2}{3} \right\} \end{split}$$

Рассмотрение отой зависимости приводит нас к выводу, что на скачке маг-нитного поля скорость солитона изменяется на величину

$$\Delta v = 2\varepsilon_0 x_0 (10 x_0^2 + 3)/3q_0. \tag{14}$$

Скачок ширины солитона (13) при изменении величины внешнего матнитного поля на s_0 соответствует добавлению величины H_R^{\pm} (формула (17) работы [8]).

4. Эволюция параметров в периодическом поле. Рассмотрим теперьизменение параметров солитона в периодически-неоднородном поле: $\varepsilon(x, t) = \varepsilon_0 \cos Qx$, где величина $2\pi/Q$ определяет масштаб неоднородности. В этом случае изменения параметров солитона определяются формулами

$$x_t = \varepsilon_0 A_x \sin Q (\zeta + 2t),$$

$$z_t = 4x^2 - \varepsilon_0 A_z \cos Q (\zeta + 2t), \qquad (15),$$

в которых амплитуды А. и А; определяются согласно соотношениям

$$A_{x}(x, Q) = \frac{\pi Q^{2}}{24x^{2}} \cdot \frac{Q^{2} + 4x^{2}}{\sinh(\pi Q/2x)},$$

$$A_{\xi}(x, Q) = \frac{\pi Q}{2x} \operatorname{sh}^{-1}(\pi Q/2x) \left\{ \frac{Q^{2}}{2x^{2}} - \frac{2}{3} - \frac{\pi Q}{24x^{3}}(Q^{2} + 4x^{2}) \operatorname{cth}(\pi Q/2x) \right\}.$$

Решение уравнений (10), (11) для первого приближения теории возмущений дает нам временную модуляцию амплитуды солитона в виде

$$\mathbf{x}_{1}(t) = -\frac{A_{\mathbf{x}}\mathbf{x}_{0}}{Qq_{0}}\cos\left(\frac{Qq_{0}}{\mathbf{x}_{0}}t\right)$$
(16)

При втом фаза солитона изменяется согласно

$$\xi_1(t) = -\left[\frac{8A_x x_0^2}{Qq_0} + A_\xi\right] \frac{x_0}{Qq_0} \sin\left(\frac{Qq_0}{x_0}t\right). \tag{17}$$

ДИНАМИКА МАГНИТОЗВУКОВОГО СОЛИТОНА

Отметим, что частота временной модуляции параметров солитона $\Omega = Qq_0/z_0$ при его движении в периодически неоднородном поле определяется как частота пролета солитоном неоднородностей: $\Omega = Qv_{col}$, где величина v_{col} . с учетом того, что мы перешли в систему координат, движущуюся со скоростью c_A , и произвели масштабное обезразмеривание, равна $4z_0^2 + 2$.

5. Проведенные расчеты показывают, что при переходном излучении солитона на скачке внешнего магнитного поля его ширина и скорость изменяются на величины, соответствующие излученному импульсу магнитного поля. В случае движения солитона при наличии малых периодических возмущений его параметры испытывают периодические изменения с некоторой эффективной частотой, соответствующей частоте пересечения солитоном неоднородностей внешнего поля.

Институт раднофизики и электровики АН Арм.ССР

MAGNETOACOUSTIC SOLITON DYNAMICS BY TRANSITION RADIATION IN UNHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

R. G. JANGIRIAN, F. A. KOSTANIAN

The variation of magnetoacoustic soliton parameters by its propagation in unhomogeneous external magnetic field both for step-like small variation of its magnitude and for periodical variation of small addition to constant external field is considered. The soliton width and its velocity are shown to oscillate with an effective frequency.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. А. Гурзадян, Вспыхивающие эвезды, Наука, М., 1973.
- 2. Г. М. Гарибян, Ян Ши, Ренттеновское переходное излучение, Ереван, Изд. АН Арм.ССР, 1983.
- 3. Р. Г. Джангирян, Ф. А. Костанян, Актрофизика, 22, 189, 1985.
- 4. О. А. Молчанов, в кв.: «Низкочастотные излучевия в попосфере и магнитосфере Земли», Апатиты, 1981, стр. 16.
- 5. Г. П. Алоджану, Г. С. Саакян, Актрофизнка, 20, 571, 1984.
- 6. В. М. Чмырев, В. Г. Мордовская, Изв. ВУЗов, Раднофизика, 29, 751, 1986.
- 7. В. И. Петвиашвили, Физика плазмы, 2, 450, 1976.
- 8. Р. Г. Джанзирян, Ф. А. Костанян, Астрофизика, 20, 599, 1984.
- 9. В. И. Карпман, Е. М. Маслов, Ж. эксперим. и теор. физ., 75, 504, 1978.
- 10. В. И. Карпман, Неленейные волны в диспертирующих средах, Наука, М., 1977.

11. Дж. Л. Лем, Введение в теорию солитонов, Мир, М., 1983.
АСТРОФИЗИКА

TOM 28

ФЕВРАЛЬ, 1988

выпуск 1

УДК: 524.8:531.51:530.145

ИНФЛЯЦИОННАЯ ВСЕЛЕННАЯ ЕСТЕСТВЕННА В РАСШИРЕННОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ СУПЕРГРАВИТАЦИИ

Ю. П. ГОНЧАРОВ, А. А. БЫЦЕНКО Поступила 17 ноября 1986 Принята к печати 20 октября 1987

Совместное действие топологического эффекта Казимира и большой положительной космологической постоянной, требуемой структурой расширенных калыбровочных супергравитаций, приводит к естественному осуществлению инфляционного сценария. Старобниского для топологически нетривиальной вселенной. Мы демонстрируем втона примере вселенной с эффективной топологией $M_q = (S^1)^q \times R^{4-q}$ (q=1, 2, 3), наполненной полями N = 4 калибровочной супергравитация, и оцениваем вероятность квантового рождения такой вселенной, а также отмечаем, что подобные рассуждения будут справедливы и для других версяй калыбровочных супергравитаций.

1. Введение. В настоящее время в космологии усиленно изучаются различные возможности построения сценария раздувающейся (инфляционной) вселенной (по поводу последнего см. обзоры [1, 2]). Не касаясь всех деталей, заметим здесь только, что разумный сценарий такого типа обязан. учитывать тот факт, что раздувающаяся вселенная в своей дальнейшей эволюции должна быть приспособлена для решения проблем физики элементарных частиц в наблюдаемой вселенной. В частности, вселенная должна содержать множество полей, необходимых для конструирования подходящей теории частиц. Сейчас есть основания полагать, что последней могла бы быть некоторая теория великого объединения, основанная на N >1 супергравитации, т. е. СУГРА ТВО (см., например, обзоры [3, 4]). Повозникает задача построения инфляционных сценариев для вселенной, наполненной полями как простой (N = 1), так и расширенных (N > 1) супергравитаций. Недавно было показано, что инфляционный сценарий Старобинского [5] может быть реализован в топологически нетривиальной вселенной за счет однопетлевого эффекта Казимира для полей, наполняющих такую вселенную. Это было продемонстрировано как в рамках. обычных теорий поля [6, 7], так и в простой (N = 1) [7, 8] и расширенных (N = 2, 3, 4, 8) [9, 10] супергравитациях. Однако в построениях работ [6-10] несколько непоследовательным является то обстрятельство.

что космологическая постоянная $\Lambda > 0$, нужная для осуществления упомянутото сценария, вводилась как априорный параметр, характеризующий вселенную и никак не связанный с полями, заполняющими ее. В данной работе мы котим показать, что эту непоследовательность можно преодолеть в рамках калибровочных супергравитаций. Дело в том, что структура последних теорий диктует наличие большой космологической постоянной Λ в лагранжиане теории, что было замечено уже в ранних работах по калибровочным супертравитациям (см., например, [11] и ссылки там). После работы [12] казалось, что упомянутая Λ всетда является отрицательной. Однако затем были построены версии калибровочных супергравитаций, в которых Λ может быть как положительной, так и отрицательной (см., например, [13, 14]).

Во втором разделе мы вычисляем однопетлевой топологический эффект Казимира для версии N = 4 калибровочной супергравитации из [13, 14] в многообразиях $M_q = (S^1)^q \times R^{4-q}$, q = 1, 2, 3 (причины такого выбора пространственно-временной топологии обсуждены в [6—10], что позволяет в разделе 3 показать, что совместное действие этого эффекта и большой космологической постоянной $\Lambda > 0$, присущей данной версии суперправитации, приводит к естественному осуществлению инфляции в духе Старобинского [5] для вселенной с эффективной тополотией M_q и наполненной полями рассматриваемой версии супергравитации. В разделе 4 мы оцениваем вероятность квантового рождения такой вселенной, раздел 5 содержит заключительные замечания.

2. Топологический эффект Казимира в N = 4 калибровочной супергравитации. Рассмотрим версию калибровочной N = 4 супергравитации из [13, 14], где осуществлена калибровка SO(4)-супергравитации, построенной в пионерских работах [15, 16], к группе SU(2) × SU(2). Получаемая теория зависит от двух калибровочных констант связи g_1 и g_2 , соответствующих произведению двух групп SU(2). Рассмотрим вариант этой теории, выделяемый частным выбором $g_1 = -g_2 > 0$, и обозначим $g = 2\sqrt{-g_1g_2}$. Уместные для дальнейшего члены в лагранжиане результирующей теории имеют вид (в евклидовой ситнатуре ++++, удобной в теориях супертравитации [17]):

$$L(x) = -\frac{1}{2k^3}eR - \frac{1}{2}e^{\mu\nu\rho\sigma}\overline{\Psi}^i_{\mu}\gamma_5\gamma_{\nu}\partial_{\rho}\Psi^i_{\sigma} - \frac{1}{8}eF^{ij}_{\nu}G^{\mu\nu}_{ij} - \frac{1}{2}e\overline{\lambda}^i\gamma^{\mu}\partial_{\mu}\lambda^i - \frac{1}{2r^3}eg^{\mu\nu}(\partial_{\mu}A\partial_{\nu}A + \partial_{\mu}B\partial_{\nu}B) + L_g + ...,$$
(1)

игде R-скалярная кривизна, e-определитель тетрады $e_{a\mu}$, $r=1-k^3 \times (A^2 + B^2)$, $G_{\mu\nu}^{ij} = q_1 F_{\mu\nu}^{ij} + ..., F_{\mu\nu}^{ij} = \partial_{\mu} A_{\nu}^{ij} - \partial_{\nu} A_{\mu}^{ij} + g A_{[\mu}^{i\rho} A_{\nu]}^{\rho j}$ (квадрат-

ИНФЛЯЦИОННАЯ ВСЕЛЕННАЯ

ные скобки означают антисимметризацию, причем μ , $\nu = 1, 2, 3, 4$), а точками в (1) обозначены члены, мультилинейные по полям и их производным и несущественные при рассмотрении однопетлевых квантовых эффектов. Таким образом, поля теории состоят из гравитона $e_{a\mu}$, квартетов гравитино Ψ_{μ} и майорановских спиноров λ' , действительных скалярных полей A, B и неабелева поля Янга-Миллса, $A_{\mu}'' = -A_{\mu}^{\mu}$ группы SU(2) \times SU(2) (*i*, *j* = 1, 2, 3, 4) с напряженностью *F*_µ. Кроме того, постоянная $k = (8\pi G)^{1/2}$, где *G*-гравитационная нью тоновская константа, а функция $q_1 = q_1 (kA, kB)$ некоторая произвольная функция, имеющая разложение $q_1 = 1 + O(k^2)$ (подробнее см. [13—16]). Наконец, добавка L_g в (1) выглядит следующим образом:

$$L_{g} = -\frac{eg}{(1-|W|^{2})^{1/2}} \overline{\Psi}_{\mu}^{i} \sigma^{\mu\nu} (A + i\gamma_{5}B) \Psi_{\nu}^{i} - \frac{ieg}{\sqrt{2} k (1-|W|^{2})^{1/2}} \overline{\Psi}^{i} \gamma \chi^{i} - \frac{eg^{2}}{2k^{4}} \left(\frac{1-3|W|^{2}}{1-|W|^{2}}\right), \quad (2)$$

$$W = k (-A + iB).$$

Помещая лагранжиан (1) во вселенную с топологией M_q , мы должны заметить, что в многообразиях, подобных M_q , существуют различные топологически неэквивалентные конфигурации (ТНПК) действительных скалярных и спинорных (как Дирака, так и Майорана) полей, а также спин-3/2 майорановских полей [18, 19]. Это, так называемые, «закрученные» поля и они представляют интерес в ряде вопросов (см. работы [20-23, 25-28] и ссылки в них). Поэтому компоненты супермультиплетов в теориях супергравитации в мнотообразиях типа M_q могут быть представлены различными ТНПК [24]. Это было обсуждено подробно в [7-10, 27, 28], так что здесь мы ограничимся замечанием, что поскольку каждая ТНПК обладает топологическим квантовым числом, твистом h, то предписание твистов различным компонентам супермультиплетов должно быть совместимо с преобразованиями суперсимметрии [24]. Соответствующие преобразования СУСИ для (1) будут (см. [13-16]):

$$\delta A = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{\varepsilon}^{i} \chi^{i} + O(k^{2}), \quad \delta B = \frac{i}{\sqrt{2}} \overline{\varepsilon}^{i} \gamma_{5} \chi^{i} + O(k^{2}),$$
$$\delta \overline{\chi}^{i} = \frac{i}{\sqrt{2}} \overline{\varepsilon}^{i} \partial_{\mu} (A + i \gamma_{5} B) \gamma^{\mu} +$$
$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} F_{*\beta}^{ij} \overline{\varepsilon}^{j} \gamma^{*\beta} - \frac{g}{\sqrt{2}k^{2}} \overline{\varepsilon}^{i} \left(1 + \frac{1}{2} |W|^{2}\right) + O(k),$$

15-21

(3)

$$\delta A^{IJ}_{\mu} = \frac{i}{\sqrt{2}} \varepsilon^{ijkl} \overline{\varepsilon}^{k} \gamma_{\mu} \chi^{l} + \overline{\varepsilon}^{IJ} \Psi^{I}_{\mu} + O(k),$$

$$\overline{\Psi}^{I}_{\mu} = \frac{1}{k} \overline{\varepsilon}^{I} \widetilde{D}_{\mu} - \frac{i}{2} F^{IJ}_{\sigma\beta} \overline{\varepsilon}^{I} \gamma_{\mu} \sigma^{\sigma\beta} + \frac{ig}{2k} \overline{\varepsilon}^{I} \gamma_{\mu} (-A + i \gamma_{\sigma} B) + O(k),$$

$$\delta e_{a\mu} = -ik \overline{\varepsilon}^{I} \gamma_{a} \Psi^{I}_{\mu},$$

с грассмановскими спинорами z', $\sigma^{\alpha\beta} = \frac{1}{4} [\gamma^{\alpha}, \gamma^{\beta}]$, а стандартное выражение для D_µ можно найти, например, в [13, 14, 17]. Чтобы избежать громоздких формул, мы ограничились в (3) членами порядка k^{-T} , k^{-1} , k^0 (кроме закона для e_{m}), что будет достаточно для подсчета допустимых твистов в супермультиплетах. Теперь твистовый счет в духе работ [7-10, 24, 27, 28] приводит к заключению, что в Mg в допустимом супермультиплете ($e_{a\mu}$, Ψ^{i}_{μ} , χ^{l} , A, B, A^{ij}_{μ}) либа все поля незакручены (то есть твист каждого нулевой), либо е, A, B, A^{il} незакручены, тогда как Ψ_{μ}^{i} , χ_{μ}^{i} , ε^{i} имеют один и тот же кулевой твист. Далее можно заметить, что указанные выше обстоятельства вызывают существование ненулевого топологического эффекта Казимира для теории (1) в M_q, т. е., наличие ненулевого перенормированного вакуумного среднего тензора энергии-импульса, соответствующего (1), в состоянии $\Phi(x) = 0$ данной теории, где $\Phi(x)$ символизирует множество всех полей теории. Для вычисления этой величины в однопетлевом приближении, можно следовать рассуждениям из работ [7-10], которые практически не изменяются. Поэтому приведем сразу окончательный результат вычисления упомянутой величины, обозначаемой < Т^{и*} > ren, просуммированной по всем топологически допустимым супермультиплетам для (1) в M_q (в физической области, т. е. в сигнатуре + - -, где μ , $\nu = 0, 1, 2, 3$ и переход в которую из евклидовой описан в [7-10])

$$\langle T^{\mu\nu} \rangle_{\rm ren}^{\rm sum} = -\frac{8}{\pi^2 L^4} \left[2^q Z_q \Big| {0...0 \atop 0...0} \Big| {4 \choose q} - \sum_{(b_1...b_q)} Z_q \Big| {0...0 \atop \dot{b}_1...b_q} \Big| {4 \choose q} \right] t^{\mu\nu}, (4)$$

где L— общая длина S¹-окружностей в M_q , $t^{\mu\nu} = \operatorname{diag}\left(1, \frac{4}{q} - 1, -\delta_q^1 + \delta_q^2 + \frac{1}{3}\delta_q^3, -\delta_q^1 - \delta_q^2 + \frac{1}{3}\delta_q^3\right)$, и мы использовали дзета-функцию Эпштейна $Z_q(s)$ в обозначениях из статей [25, 26]. Второй член в (4) есть сумма по всем 2^q допустимым мультиплетам $(b_1...b_q)$ в M_q ,

причем $b_t = 0$ или 1/2 (подробнее см. [25, 26]). Также легко проверить с помощью значений Z_q (s), приведенных в [25, 26], что величина $e = L^4 \langle T^{00} \rangle_{ren}^{sum} < 0$ в M_q .

3. Инфляционная вселенная, наполненная полями N = 4 калибровочной супергравитации. Рассмотрим теперь возможность осуществления инфляции по Старобинскому [5] вселенной с топологией M_q за счет однолетлевых квантовых эффектов полей N = 4 калибровочной супергравитации, заполняющих такую вселенную. Следуя идеологии работ [6—10], в качестве подходящего однопетлевого эффекта можно иопользовать топологический эффект Казимира для полей из (1). Пусть метрика эволюционирующей вселенной имеет вид $ds^2 = dt^2 - a^2(t) dx_1^2 - b^2(t) dx_2^2 - c^2(t) dx_3^2$. Тогда, например, в топологии M_3 , т. е. a = b = c, мы получаем для масштабного фактора искомой метрики вида $ds^2 = dt^2 - a^2(t) (dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2)$ уравнение

$$\left(\frac{a}{a}\right)^{2} = \frac{8}{3} \pi G \langle T_{v}^{0} \rangle_{ren}^{sum} + \frac{g^{2}}{12 k^{2}}, \qquad (5)$$

поскольку в одной цетле в состоянии $\Phi(x) = 0$ выживает и огромная космологическая постоянная $\Lambda = \frac{g^2}{4k^2}$ (если $g \sim 1$, то $\Lambda \sim 10^{38}$ Гвв²), что ясно из вида (2) добавки L_g . После этого, положив для самосогласованного решения уравнения (5) $\langle T_0^0 \rangle_{\text{ren}}^{\text{sum}} = \frac{\rho}{(aL)^4}$ с $\rho < 0$, вычисленным в топологии M_3 (см. (4)), получим решение (5), описывающее инфляцию

$$\alpha(t) = \left(\frac{4|\rho|}{g^2}\right)^{1/4} k L^{-1} \operatorname{ch}^{1/2}\left(\frac{g}{\sqrt{3}k} t\right)$$
(6)

Таким образом, по сравнению с работами [6—10], где приходилось самому вводить Λ , здесь мы видим, что нужная Λ существует внутри самой теории, что делает такой сценарий более естественным и самосогласованным и существенно отличает его от сценариев, описанных в [6—10]. Заметим, что состояние $\Phi(x) = 0$ является неустойчивым для теории (1) (см. [13, 14]), что приводит к спонтанному нарушению СУСИ. Однако, как известно, одной из главных идей инфляционного сценария является идея о быстрой инфляции вселенной, наполненной полями в неустойчивом состоянии, с последующим переходом их после инфляции в устойчивое состояние [1, 2]. Так что следует надеяться, что такая последовательность будет иметь место и в калибровочной супертравитации. Скажем, кстати, что СУСИ могла бы нарушаться и за счет нетривиальной топологии вселенной [27, 28]. Аналогичные результаты справедливы и для случая $M_{1,2}$ топологий, на чем мы здесь подробно не останавливаемся.

4. Оценка вероятности квантового рождения вселенной с топологиси M_q . Полученные выше результаты позволяют оценить вероятность квантового рождения (в смысле работ [29, 30]) вселенной с эффективной топологией M_q и наполненной полями рассматриваемой версии N = 4 калибровочной супергравитации. Рассуждения не отличаются от рассуждений работ [8—10], к которым мы отсылаем за деталями, а здесь мы приведем только окончательный результат. Именно, искомая оценка есть

$$P \sim \exp\left\{-z^{3-q} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{4}\right)}{3\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)} \left(\frac{36\pi^2 |\rho|^3}{g^2}\right)^{1/4}\right\},\tag{7}$$

где значения $\rho < 0$ даются формулой (4), а величина * > 1 подчиняется условиям a = b = *c в случае M_1 топологии и a = b, c = *a в случае M_2 топологии (см. [8—10]). Видно, что рождение вселенной с более изотропной топологией пространственной части более вероятно — результат, установленный ранее и в других версиях супергравитации [8—10].

5. Заключительные замечания. Рассмотрения данной статьи показывают, что существуют теории супергравитации, именно расширенные калибровочные супергравитации, в которых построение инфляционного сценария Старобинского [5] становится вполне естественным, поскольку эти теории содержат все необходимые ингредиенты для конструирования данного сценария. Хотя в данной работе мы подробно рассмотрели лишь случай N = 4 калибровочной супергравитации, исследованный механизм имеет место и в других расширенных калибровочных супергравитациях. Например, версия N = 8 калибровочной супергравитации из [31, 32] также может содержать большую положительную космологическую постоянную в состоянии $\Phi(x) = 0$, что позволяет осуществить рассмотренную в данной статье программу и в этом случае.

Наконец, следует отметить, что есть еще класс теорий, где инфляция Старобинского может быть естественно осуществлена. Мы имеем в виду теорию суперструн. Именно, как показано в ряде работ (см., например, [33, 34]), здесь большая космологическая постоянная может быть результатом квантовых эффектов при распространении суперструны в 10-мерном пространстве. Тогда в пределе бесконечного истяжения струны эта космологическая константа будет играть двоякую роль. С одной стороны, она может обеспечить компактификацию б измерений за счет механизма, рассмотренлого в работах [35, 36]. С другой стороны, в этом пределе в остаюцихся физических четырех измерениях как эффективная тесрия получается N = 8 супергравитация [37], а указанная космологическая константа будет выступать в качестве внешнего параметра получаемого физического четырехмерного пространства-времени. Оба эти обстоятельства тогда позволяют осуществить инфляционный сценарий в духе, описанном в данной статье. Мы надеемся вернуться ко всем упомянутым в данном разделе вопросам в другом месте.

Авторы признательны за неизменный интерес к работе сотрудникам Ленинградского отделения МИАН СССР А. Б. Венкову, П. П. Кулишу, Л. А. Тахтаджяну и Л. А. Халфину.

Аенинпрадский политехнический институт

THE INFLATIONARY UNIVERSE IS NATURAL IN THE EXTENDED GAUGED SUPERGRAVITY

YU. P. GONCHAROV, A. A. BYTSENKO

A joint action of the topological Casimir effect and a big cosmological constant required by the structure of extended gauged supergravities leads to a natural realization of the Starobinsky inflationary scenario for the topologically nontrivial universe. We demonstrate this by using the example of the universe, having an effective topology $M_q = (S^1)^q \times R^{4-q}$ (q = 1, 2, 3) and filled with the fields of the N=4gauged supergravity, estimate a probability of quantum creation of such a universe and also notice that the similar considerations will hold true for the other versions of the gauged supergravities.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Linde, Rep. Progr. Phys., 47, 925, 1984.

2. R. H. Brandenberger, Pev. Mod. Phys., 57, 1, 1985.

3. H. P. Nilles, Phys. Rep., 110, 1, 1984.

4. М. И. Высоцкий, Успехи физ. наук, 146, 591, 1985.

5. A. A. Starobinsky, Phys. Lett., B91, 99, 1980.

6. Я. Б. Зельдович, А. А. Старобинский, Письма в Астрон. ж., 10, 323, 1984.

7. Yu. P. Goncharce, Phys. Lett., B165, 49, 1985.

8. Yu. P. Goncharce, A. A. Bytsenko, Phys. Lett., B160, 385, 1985.

9. Yu. P. Goncharce, A. A. Bytsenko, Phys. Lett., B169, 171, 1986.

10. Ю. П. Гончаров, А. А. Быценко, Астрофизика, 27, 147, 1987.

 J. Scherk, in: "Recent Developments in Gravitation" (Cargese 1578), eds. M. Levy S. Deser, NATO Adv. Study Inst. Series B44, Plenum, New-York, 1979.
 S. Ferrara, Phys. Lett., B69, 481, 1977. 13. S. J. Gates Jr., B. Zwiebach, Phys. Lett., B123, 200, 1983.

- 14. B. Zwiebach, Nucl. Phys., B238, 367, 1984.
- 15. A. Das, Phys. Rev., D15, 2805, 1977.
- 16. E. Cremmer, J. Scherk, Nucl. Phys., B127, 259, 1977.
- 17. P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rep., 68, 189, 1981.
- 18. C. J. Isham, Proc. Roy. Soc. London, A362, 383, 1978.
- 19. C. J. Isham, Proc. Roy. Soc. London, A364, 591, 1978.
- 20. Yu. P. Goncharov, Phys. Lett., A91, 153, 1982.
- 21. Yu. P. Goncharov, Phys. Lett., B119, 403, 1982.
- 22. Yu. P. Goncharov, Phys. Lett., B133, 433, 1983.
- 23. Yu. P. Goncharov, Phys. Lett., B147, 269, 1984.
- 24. A. Chockalingham, C. J. Isham, J. Phys., A13, 2723, 1980.
- 25. Yu. P. Goncharov, Class. and Quantum Gravity, 2, 179, 1985.
- 26. Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko, Nucl. Phys., B271, 726, 1986.
- 27. Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko, Phys. Lett., B163, 155, 1985.
- 28. Yu. P. Goncharov, A. A. Bytsenko, Phys. Lett., B168, 239, 1986.
- 29. J. B. Hartle, S. W. Hawking, Phys. Rev., D28, 2960, 1983.
- 30. S. W. Hawking, Nucl. Phys., B239, 257, 1984.
- 31. C. M. Hull, Class. and Quantum Gravity, 2, 343, 1985.
- 32. C. M. Hull, N. P. Warner, Nucl. Phys., B253, 650, 675, 1985.
- 33. R. Rohm, Nucl. Phys., B237, 553, 1984.
- 34. L. J. Dixon, J. A. Harvey, Nucl. Phys., B274, 93, 1986.
- 35. T. Appelquist, A. Chodos, Phys. Rev. Lett., 50, 141, 1983.
- 36. T. Appelquist, A. Chodos, Phys. Rev., D28, 772, 1983.
- 37. M. B. Green, J. H. Schwarz, L. Brink, Nucl. Phys., B198, 474, 1982.

200 A Distances and And 1120 8873 43 11240 POLOGOUSSIA AND

CONTENTS

UBV photometry of Seyfert galaxies, I. MCG 8-11-11 and Markarian 6	
V. T. Doroshenko	5
Spectrophotometry of the nucleus of Seyfert galaxy NGC 7469 G. D. Polyakova	19
Spectra of galaxies with UV-continuum. VI	
B. E. Markarian, L. K. Erastova, V. A. Lipovetsky,	
J. A. Stepanian, A. I. Shapovalova	27
Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess. VII	
M. A. Kazarian, E. S. Kazarian	39
Spectral investigation of Markarian 297	41
Rapid spectral variability of active galactic nuclei. The amplitudes of varia-	50
On the origin of intergalactic gas in clusters of galaxies and sources of its	57
energy	73
On the parameters of the galaxian covariance function	
B. I. Fessenko, E. V. Unuchina	83
The hot coronae of galaxies: effects of dark halo, intergalactic hot medium and thermal conductivity · · · · · · · A. A. Suchkov, V. G. Berman	87
Gas rotation above the galactic disk · · V. V. Guaramadze, J. G. Lominadze	99
Theoretical parameters of the powerful radio galaxies. II. Generation of the MHD turbulence by collisionless shocks	
Yu. V. Baryshev, V. N. Morozov	111
Shock wave particle acceleration in radio galaxies V. N. Fedorenko	123
Simultaneous two-colour observation of stellar flares with a high time resolution H. M. Tovmasstan, V. P. Zalinian	131
Bernes 48 - the case of optically observed anisotropic outflow. I	
T. Yu. Magakian, E. Ye. Khachikian	139
Trapezium type multiple systems consisting of T Tauri type and flare stars in the Orion association	149
Estimation of spectral classes of the T Tauri stars HL Tau and DG Tau	
R. V. Yudin, A. S. Miroshnichenko	157
Solution of the NLTE problem for Mg I in atmosphere of M-giant with chro-	1/0
mosphere. 1. Menzel coefficients · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	103
Yu. V. Chugunou V. E. Shanoshnikou	169
Comptonization in the superstrong magnetic field 1 Yn E Innharsky	183
On the solution of the problem of radiation transfer in a plane layer for the	100
model of the frequency complete redistribution. I. One-dimensional medium	109
R. G. Gaorielyan, A. R. Inkrichyan, M. A. Inhaitakanian, Kn. V. Kotanajian	193
absorption · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	205
Magnetoscoustic soliton dynamics by transition radiation in unhomogeneous magnetic field · · · · · · · · · · · R. G. Jangirian, F. A. Kostantan	217
The inflationary Universe is natural in the extended gauged supergravity	
Yu, P. Goncharov, A. A. Butsenko	223

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ ДВУХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫ-	
ШЕК С ВЫСОКИМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ	
Г. М. Товмасян, В. П. Залинян	131
БЕРНЕС 48-СЛУЧАЙ ОПТИЧЕСКИ НАБЛЮДАЕМОГО АНИЗОТРОП-	
НОГО ВЫБРОСА. І	139
КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ, СОСТОЯЩИЕ ИЗ ЗВЕЗД	
ТИПА Т ТЕЛЬЦА И ВСПЫХИВАЮЩИХ В АССОЦИАЦИИ	
ОРИОНА	149
ОЦЕНКА СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА	
НL Таи и DG Таи Р. В. Юдин, А. С. Мирошниченко	157
РЕШЕНИЕ НАТР-ЗАДАЧИ ДЛЯ Mg I В АТМОСФЕРЕ М-ГИГАНТА С	
ХРОМОСФЕРОЙ. І. МЕНЗЕЛОВСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ	
Я. В. Павленко	163
МАГНИТОДРЕЙФОВЫЙ РАДИОМАЗЕР В МАГНИТОСФЕРЕ ПУЛЬ-	
САРА Ю. В. Чугунов, В. Е. Шапошникои	169
КОМПТОНИЗАЦИЯ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ. І	
Ю. Э. Любарский	183
к решению задачи переноса излучения в плоском слое	
ДЛЯ МОДЕЛИ ПОЛНОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЧАСТО-	
ТАМ. І. ОДНОМЕРНАЯ СРЕДА	
Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, М. А. Мнацаканян, Х. В. Котанджян	193
О ДИФФУЗИИ РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНОЙ	
СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В КОНТИНУУМЕ	
С. И. Годчев	205
ДИНАМИКА МАГНИТОЗВУКОВОГО СОЛИТОНА ПРИ ПЕРЕХОДНОМ	
ИЗЛУЧЕНИИ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	-
Р. Г. Джангирян. Ф. А. Костанян	217
ИНФЛЯЦИОННАЯ ВСЕЛЕННАЯ ЕСТЕСТВЕННА В РАСШИРЕННОЙ	
КАЛИБРОВОЧНОЙ СУПЕРГРАВИТАЦИИ	
Ю. П. Гончаров. А. А. Быценко	223