ISSN - 0571 - 1712

ЦИЅՂЦՖԻՉԻԿЦ АСТРОФИЗИКА

TOM 48

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ HU DEL

В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Р.Ш.Нацелишеили 335 ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ СИСТЕМЫ СС Суд

А.В.Кожевникова, И.Ю.Алексеев, В.П.Кожевников,

М.А.Свечников 349

365

ВVRI ССД-ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТ-НОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ. II

В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова, Е.А.Сергеева, Ю.В.Голубинский, В.И.Проник, Н.Н.Охмат

ИНФРАКРАСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ИЗ ОБЗОРА FBS. ПРИРОДА КРАСНЫХ ОБЪЕКТОВ

К.С.Гигоян, Н.Маурон, М.Аззопарди, Д.Руссей 383 ПОИСК УБЕГАЮЩИХ ОВ-ЗВЕЗД В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ О.Х.Гусейнов, А.Анкай, С.О.Тагиева 393 НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. VI М.А.Казарян, Г.В.Петросян 409

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХ Р.А.Кандалян 421

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սնդրակյան (Հայաստան) Գլխավոր խմբագրի տնղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան) Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլողլյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գննդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերսյան (ԱՄՆ), Ի.Գ.Կարաչենցն (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաչչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения) Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения) Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепащук (Россия)

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

"ԱՏՂԱՏՒՉԻԿԱ"-և գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Արադեմիան։ Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով։ Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանաղների համար։

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24^г Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38 e-mail: astrofiz @ sci.am

©Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2005

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

EY SHE

УДК: 524.338.6-355

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ HU DEL

В.С.ТАМАЗЯН¹, Н.Д.МЕЛИКЯН², А.А.КАРАПЕТЯН², Р.Ш.НАЦВЛИШВИЛИ³ Поступила 19 января 2005 Принята к печати 12 апреля 2005

Приведены результаты исследования 27 спектров вспыхивающей звезды HU Del. полученных в 2000-2002гг. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Зарегистрированы 2 вспышки, а также слабая корреляция между эквивалентными ширинами эмиссионных линий На и Нв. Во время фотометрического максимума вспышки эквивалентные ширины обеих этих линий минимальны, достигая своего максимума значительно позже него. Зарегистрирован сильный всплеск интенсивности линии НВ, который, по-видимому, является результатом фотометрически не зарегистрированной, кратковременной вспышки. В рамках существующих теоретических моделей коротко рассмотрен вопрос о возможной связи между двойственностью (кратностью) и физической активностью звезды.

1. Введение. Вспыхивающие звезды уже более 50 лет привлекают внимание астрономов. Особо активное исследование этих объектов началось после известной работы В.А.Амбарцумяна [1], где он впервые обратил внимание на непрерывную эмиссию, появляющуюся во время звездных вспышек, вследствие чего спектры вспыхивающих звезд типа UV Сет почти не отличаются от спектров звезд типа Т Таu. Позже он показал, что около 25% звезд типа Т Таи в области ассоциации Ориона обладают вспышечной активностью, характерной для звезд типа UV Сет [2]. Было сделано естественное предположение, что вспышечная активность является последующей стадией эволюции звезд типа Т Таu. Исследование этих объектов имеет важное значение в изучении эволюции красных карликовых звезд.

Спектральные исследования звездных вспышек являются весьма информативными. К сожалению, из-за их случайного распределения попытки организовать спектральные наблюдения в оптическом диапазоне ограничивались получением сравнительно малого числа спектров [3-14]. В спектре вспышек появляются или усиливаются интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии водорода, которые в некоторых случаях прослеживаются до Н.,. Часто наблюдаются эмиссионные линии HeI и эмиссия в линиях Н и К Call [4]. Во время вспышки звезды UV Cet In the same start зарегистрирована эмиссия в линии HeII 4686 [6] и линии нейтрального

4787878785

магния [11], обе из которых во время вспышек наблюдаются очень редко. Особенно плодотворными оказались спектральные наблюдения, выполненные Боппом и Моффеттом [10-13], которые в основном проводились параллельно с фотоэлектрическими наблюдениями. В частности, эти наблюдения показали, что быстрый подъем блеска звезды к максимуму и вторичные резкие всплески обусловлены исключительно появившейся непрерывной эмиссией [11,13]. В то же время, если перел быстрым всплеском наблюдается плавный подъем блеска, то он бывает обусловлен в основном излучением в линиях. Показано, что эффективная продолжительность непрерывной эмиссии во время вспышек, которая охватывает максимум блеска звезды, не превышает 1-3 минут. В это время излучение в основном обусловлено непрерывным спектром, а вклал эмиссионных линий достигает почти 30% намного позднее (при угасании блеска вспышки). Так, например, у достаточно мощных вспышек интенсивности эмиссионной линии НВ и линии К Call достигают максимума намного позже зарегистрированного фотометрического максимума [13]: иногда время запаздывания достигает 50 минут.

Обычно интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии водорода уменьшаются начиная с линии Н α , но во время вспышек иногда наблюдается также обратное соотношение - $I_{H\delta} > I_{H\gamma} > I_{H\beta}$ [4,11,13,15].

Представляет определенный интерес также исследование вспыхивающих звезд вне вспышек. Эта фаза у вспыхивающих звезд типа UV Кита характеризуется наличием сильных эмиссионных линий и слабыми иррегулярными, а иногда квазипериодическими колебаниями блеска. Не исключено, что эти колебания яркости в минимуме блеска, по крайней мере частично, обусловлены вспышками малых амплитуд.

Начиная с 1996г., астрономами Бюраканской обсерватории им. В.А.Амбарцумяна (Армения) и обсерватории Р.М.Аллер университета Сантьяго де Компостела (Испания) выполняется совместная научная программа с целью исследования связи физической активности звезд с их кратностью. В список изучаемых объектов включены вспыхивающие звезды типа UV Cet, T Tau, долгопериодические переменные звезды и другие типы переменных. Настоящая работа посвящена изучению вспыхивающей звезды HU Del (= Gl 791.2AB), наблюдения которой проводились в 2000-2002гг. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в рамках вышеупомянутой наблюдательной программы.

Массы компонентов этой двойной системы со значениями $0.286 \pm 0.006 M_{\odot}$ и $0.126 \pm 0.006 M_{\odot}$ для А и В соответственно [16], лежат в нижней и малоисследованной области диаграммы масса-светимость, причем GL 791.2В вообще является одной из абсолютно наиболее слабых

(M. = 16^m.64) и наименее массивных звезд среди красных карликов. Следует особо отметить высокую точность вычисления масс (порядка 2%). что позволяет более уверенно определить кривую М-L, соответствующую звезлам поздних спектральных классов, в том числе активных звезл типа Т Тац и UV Cet. Звезда HU Del принадлежит к молодому населению галактического диска [17], являясь одной из самых активных и быстроврашающихся (32 км/с) [18] вспыхивающих звезд в окрестности Солнца. Первые вспышки у этой звезды обнаружены еще в 1968г., когда за приблизительно 70 мин наблюдений были зарегистрированы 4 вспышки в ультрафиолетовых лучах с амплитудами от 0^m.6 до 1^m.2 [19]. Наблюдения на 6-м телескопе с помощью системы "MANIA" позволили зарегистрировать 2 вспышки у звезды HU Del за эффективное время наблюдений 2^h35^m в красных (R) лучах [20]. На основе обработки фотографических пластинок, накопленных в период 1940-1990гг. в разных обсерваториях, зарегистрированы многочисленные изменения средней яркости звезлы на величину 0^m.2-0^m.3 [21]. Несмотря на эти примечательные характеристики в литературе отсутствуют данные о ее спектральных наблюдениях во время вспышек, что вместе с изучением наблюдательных параметров в минимуме блеска представляет большой интерес с точки зрения вспышечной активности и ее возможной связи с кратностью.

2. Наблюдения. В результате наблюдений получены 27 спектров с помощью приемных аппаратур SCORPIO и ВуuFOSC, установленных в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории. Основная часть спектров (22 спектра) получена с помощью спектральной камеры SCORPIO, работающей с ССD, размерами 2058 x 2063 пикселов; при этом охватывается спектральная область 4050-7250 Е. Результирующее поле телескопа составляет 14' x 14', с пространственным разрешением 0.42 "/пикс. При получении спектров использовалась красная гризма с решеткой 600 штрих/мм, с конечной линейной дисперсией 1.7 Е /пикс. ВуuFOSC работает со светопринимающим элементом фирмы "Thomson", размерами 1060 x 1028 пикс. При наблюдениях с ВуuFOSC была использована красная гризма, охватывающая спектральную область 5400-7600 Е.

Все спектры получены с пятиминутными экспозициями, а интервал между отдельными экспозициями, как правило, составлял 1-2 минуты. Качество изображений во время наблюдений было не хуже 2 угловых секунд. В табл.1 приводится журнал наблюдений, где в соответствующих столбцах даны номера полученных спектров, год наблюдения, использованная аппаратура и охваченная спектральная область. Обшая продолжительность наблюдений составляет около 4 часов. В качестве стандарта использована звезда BD+28°4211 (V=10^m.53; B-V=0^m.34). Максимальная

продолжительность получения серии спектров за одну ночь равна 1 час 15 минут (27.07.2002). С каждой серии спектров звезды HU Del был получен также спектр стандартной звезды. Для оценки изменения блеска звезды были использованы интегральные излучения стандарта BD + 28°4211 и звезды HU Del в наблюдаемом диапазоне спектра. При этом для каждой серии наблюдений было принято, что максимальные значения отношений зарегистрированных интегральных излучений звезды стандарта и звезды HU Del соответствуют минимуму блеска изучаемой звезды. Отметим, что ошибка измерений амплитуд изменения блеска звезды равна $\sigma_{\Delta m} = \pm 0^m.13$, а ошибки измерений эквивалентных ширин - $\sigma_{EW} = \pm 1 - 1.5$ Å.

Методика наблюдений и обработки, а также использованная аппаратура более подробно описаны ранее [22-24].

Таблица 1

D	Дата набл.	Сп. область	
1-3	14.08.2000	ByuFOSC	5400-7600 Å
4-5	19.08.2000	Carlos Providence	
6-10	05.09.2001	SCORPIO	4050-7250 Å
11-20	27.07.2002		
21-27	28.07.2002	1.	

журнал наблюдений

3. Результаты наблюдений. Звезда HU Del является астрометрической двойной с периодом 1.5 года [25], а по более уточненным данным 1.4731 год [16]. Это одна из самых активных вспыхивающих звезд в окрестности Солнца [19], классифицированная вначале как dM7 Ve [26], а позднее M4.5 Ve [27]. По-видимому, разница в оценках спектрального подкласса, по крайней мере частично, обусловлена отличием активности звезды в разные наблюдательные эпохи.

Как было отмечено выше, время интегрирования каждого спектра составляет 5 минут, и, следовательно, временное разрешение нельзя считать высоким. Тем не менее, полученные спектры позволяют с удовлетворительной точностью следить не только за ходом изменения яркости звезды, но и за изменениями интенсивности сильных эмиссионных линий Нα и Нβ. Следует отметить, что линии Нγ и Нδ очень слабы, и их следы видны только после суммирования всех 22 спектров, полученных с помощью SCORPIO. Из многочисленных слабых линий в голубой части спектра следует отметить наличие эмиссии в линии Не I 4471 Å, которая также видна только после суммирования всех спектров. Зарегистрирована очень слабая линия Са I 4227 Å в поглощении. В спектре звезды присутствуют молекулярные полосы поглощения, характерные для красных карликовых звезд позднего типа, и особенно ярко выражены полосы TiO (см. рис.1). В табл.2 представлены наблюдательные данные,



Рис.1а, b. Спектр вспыхивающей звезды HU Del в спокойном состоянии. По оси абсписс отложена длина волны, а по оси ординат-интенсивность. На рисунке стрелками показаны эмиссионные линии На и Нв.

полученные на основе настоящих наблюдений. В соответствующих столбцах таблицы приводятся номера полученных спектров, год наблюдения, начало каждой экспозиции по UT, амплитуда изменения блеска звезды (Δm), и значения эквивалентных ширин *EW*H α (Å) и *EW*H β (Å). Номера спектров те же, что и приведенные в табл.1. Следует отметить, что оценка амплитуд изменения блеска звезды выполнена посредством интегрирования непрерывного спектра звезды в наблюдаемом диапазоне длин волн. Номера спектров в таблице соответствуют номерам, приведенным в табл.1.

Результаты обработки первых трех спектров (см. табл.2), полученных в августе 2000г., позволили зарегистрировать кратковременное, вспышкообразное изменение блеска звезды [28]. При обработке 22 спектров, полученных в 2001 и 2002 годах была зарегистрирована еще одна вспышка

В.С.ТАМАЗЯН И ДР.

Таблица 2

DESVILTATH	ИЗМЕРЕНИЙ	БЛЕСКА	ЗВЕЗДЫ	HU	Del 1	N	JKRN-	-
ECOMPTICIT	HOME DITTE					11	TTO	
DATEUTULT	IIINDNH J	ANCCHOF	ных ли	нии	Ηα	И	пр	

No	Начало экс. (UT)	Δm	EWHa (Å)	<i>EW</i> Hβ (Å)
1	21 ^h 44 ^m	0.0	6.9	1 - 1 - 1 - 1
2	21 50	1.45	5.6	
2	22 18	0.42	7.1	1
	20 20	0.01	71	10
ž	20 30	0	73	
5	20 28	0.88	61	5.9
7	20 25	0.66	6.8	10.5
0	20 33	0.00	7.0	14.3
0	20 42	0.03	6.5	10.5
9	20 51	0.03	57	78
10	20 30	0.07	5.0	7.8
11	21 00	0.24	5.0	7.5
- 12	21 15	0.15	4.9	7.1
13	21 22	0.20	4.3	9.7
14	21 28	0.17	0.4	11.5
15	21 35	0.21	5.0	5.7
16	21 42	0	4.1	3.5
17	21 49	0.01	3.5	5.5 -
18	21 55	0.17	4.2	7.1
19	22 01	0.19	3.6	4.7
20	22 08	0.14	3.6	4.7
21	20 30	0.21	5.6	5.0
22	20 36	0.02	5.3	8.0
23	20 50	0.07	5.9	5.7
24	20 57	0	6.2	8.9
25	21 17	0.17	6.4	9.5
26	21 23	0.18	5.9	6.9
27	21 30	0.15	4.9	57
21	21 30	0110		5.7

этой звезды в ночь 05.09.2001. Ниже приводятся результаты исследования этих двух вспышек, а также характер поведения эквивалентных ширин эмиссионных линий в период наблюдений.

3.1. Вспышки No1 и No2. На рис.2 приводится кривая блеска звезды в период наблюдений. На рисунке по оси абсцисс приводятся номера спектров, а по оси ординат амплитуда изменения интегрального блеска в звездных величинах, определенная на основе численной обработки непрерывного спектра. Вспышки на рисунке показаны стредками. Как хорошо видно из рис.2, зарегистрированы 2 вспышки, по амплитудам намного превышающие ошибки измерений. Зарегистрированные слабые колебания блеска звезды находятся в пределах ошибок измерений. Первая вспышка зарегистрирована на спектрах, полученных в ночь 14.08.2000г. Продолжительность этой вспышки порядка или меньше

НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ HU Del

30 минут, а амплитуда равна 1^т.45. Напомним, что спектры, на которых зарегистрирована эта вспышка охватывают спектральную область 5400-7600 Å, где линия Н β отсутствует. Вторая вспышка с амплитудой $\Delta m = 0^{m}.88$ зарегистрирована в ночь 05.09.2001 с помощью приемной



Рис.2. Кривая блеска звезды в период наблюдений. По оси абснисс приводятся номера зарегистрированных спектров согласно табл.2, а по оси орлинят-амплитуда изменения интегрального блеска в звездных величинах (Δm). Стредками показаны соответственные вспышки.



В.С.ТАМАЗЯН И ДР.

аппаратуры "SCORPIO", охватывающей спектральную область 4050-7250 Å. По всей вероятности, максимум этой вспышки не зарегистрирован. В обоих случаях наблюдаемые амплитуды вспышек уменьшены, так как изза скоротечности явления амплитуда сильно зависит от времени интегрирования. Следует отметить (см. табл.2), что изменения блеска звезды во время вспышки, а также слабые колебания яркости вне вспышек сопровождаются сильными изменениями эквивалентных ширин эмиссионных линий Нα и Нβ. На рис.3 показаны изменения эквивалентных ширин указанных эмиссионных линий и изменения блеска звезды во время вспышек No.1 и No.2. На рисунке по оси абсцисс приводятся юлианские дни (JD), а по оси ординат - значения эквивалентных ширин и амплитуда



Рис.4. Изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий Hα (кружки) и Hβ (точки) в период наблюдений. По оси абсцисс приводятся номера зарегистрированных спектров, а по оси ординат - измеренные значения эквивалентных ширин. Стрелками показаны вспышка No.2 (1) и сильный всплеск линии Hβ (2) вне вспышки.

изменения блеска в звездных величинах. Номера вспышек приводятся на рисунках. Отметим, что в случае первой вспышки имеются данные эквивалентной ширины только для линии Ha. Как хорошо видно на



Рис.5. Корреляция между эквивалентными ширинами ЕШНа и ЕШНВ.

342

рисунке, во время обеих вспышек максимумам блеска соответствуют минимальные значения эквивалентных ширин эмиссионных линий. Интенсивности обеих линий достигают максимальных значениий в фазе близко к минимуму блеска звезды почти через 10-15 мин после максимума. Изменения интенсивностей эмиссионных линий H α и H β в течение всего наблюдательного времени показаны на рис.4, где, как и на рис.2, по оси абсцисс приводятся номера полученных спектров. На рис.4 видно, что в среднем значения EW H β > EW H α , где стрелкой показан сильный всплеск эквивалентной ширины линии H β , при почти постоянном блеске звезды. Существует хотя и слабая, но определенная корреляция между



Интенсивность

Рис.6. Профили эмиссионной линии Нв.

величинами *EW*Нα и *EW*Нβ (см. рис.5). Изменения эквивалентных ширин сопровождаются изменениями профилей эмиссионных линий. Профили эмиссионной линии Нα не показывают сильные изменения. Интересны изменения профилей линии Нβ. Изменяются не только формы профилей, но и отдельные детали вблизи линии. Особый интерес представляет частое появление слабого компонента поглощения с коротковолновой стороны линии Нβ, наличие которой прямо указывает на истечение вещества от звезды. На рис.6 показаны линии Нβ на трех разных спектрах звезды. На рисунке по оси абсцисс приводится длина волны, а по оси ординат относителная интенсивность. Хорошо видно, что на спектрах замечаются изменения симметрии эмиссионной линии. К сожалению, низкое спектральное разрешение не позволяет провести количественный анализ зарегистрированных эффектов. На рис.7 приводятся спектров на рисунке показаны стрелками.



Рис.7. Спектры No.6 и No.8(см. табл.2) звезды HU Del в области линии Ho. Номера спектров на рисунке показаны стрелками.

4. Обсуждение. Как было сказано выше, время экспозиции для получения каждого спектра составляет 5 минут. Такие экспозиции обычно были использованы при фотографических наблюдениях звездных вспышек в звездных агрегатах. Известно, что недостаточно высокое временное разрешение фотографических наблюдений приводит к сглаживанию кривых блеска вспышек и сильному уменьшению амплитуд [29-31]. Рассмотрение зависимости частоты вспышек от времени интегрирования показывает, что средняя частота у известной вспыхивающей звезды UV Сеt уменьшается почти на порядок при увеличении времени интегрирования от 2 секунд до 10 минут [31]. Амплитуда вспышки также сильно зависит от времени интегрирования [29-31]. При пятиминутных

экспозициях естественно предполагать, что быстротечные вспышки (с продолжительностью порядка нескольких десятков секунд) в основном не будут регистрироваться. С этой точки зрения естественно считать, что две вспышки, зарегистрированные нами приблизительно за 4 часа наблюдений, свидетельствуют об очень высокой вспышечной активности звезды HU Del. С другой стороны, это означает, что реальные амплитуды вспышек намного выше зарегистрированных.

Обобщая результаты спектральных наблюдений звезды HU Del, можно отметить следующее. Зарегистрированы изменения эквивалентных ширин линий Нα и Нβ, превышающие ошибки измерений. Следует отметить, что во время наших наблюдений значения эквивалентной ширины линии НВ в среднем превышают значение таковых у линии На, которое было зарегистрировано и ранее [4,11,13,15]. Этот факт и особенно сильный всплеск эквивалентной ширины линии НВ вне вспышки (см. рис.4) свидетельствуют о том, что звезда HU Del в период наших наблюдений находилась в активном состоянии. Сильный всплеск линии НВ, повидимому, является результатом очень быстротечной вспышки, которая из-за пятиминутной экспозиции не зарегистрирована в непрерывном спектре. Считаем очень важным подтверждение ранее полученного результата о том, что во время максимума вспышки эквивалентные ширины эмиссионных линий принимают минимальные значения и достигают максимума несколько позже [10-13]. Подробный анализ результатов одновременных фотометрических и спектральных наблюдений вспышек 8 вспыхивающих звезд, полученных в [32], показывает, что регистрируются не только запаздывания поярчания эмиссионных линий по отношению фотометрического максимума вспышки, но наблюдаются также отдельные всплески эмиссионных линий на практически неизменном фоне блеска звезды. Этот результат, по крайней мере частично, можно объяснить резким увеличением температуры звезды во время вспышки. Несмотря на сильные изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий, их вклад в общую энергию во время вспышки по нашим оценкам не превышает 10%. Полученные результаты показывают, что изменения интенсивности эмиссионных линий во время вспышек являются вторичным эффектом, а главную роль играет непрерывная эмиссия. Важным результатом наших наблюдений можно считать также зарегистрированные слабые колебания в минимуме блеска звезды, сопровождающиеся изменениями интенсивности эмиссионных линий.

Как уже отмечалось, даже среди молодых звезд дисковой составляющей HU Del обладает высокой вспышечной активностью. На наш взгляд, это может быть в определенной степени обусловлено как быстрым вращением главного компонента [18] (измерено именно его вращение,

так как он на 3 величины ярче), так и весьма малой массой второго. Согласно данным [16], главная полуось орбиты составляет 108.8 mas (= 0.1088 угл. с) = 0.963AU, а с учетом эксцентриситета (e = 0.519) минимальное расстояние между компонентами составит всего 0.463AU. Быстрое вращение, а также наличие дисковых структур, размеры которых у молодых звезд обычно намного превышают вышеприведенные размеры, могут приводить к образованию сравнительно сильных и далеко протянутых магнитных полей, связывающих диск с основным компонентом (см. теоретические расчеты в [33]), которые в конечном счете и могут являться одной из причин, определяющих наблюдательную активность звезды HU Del. Кроме того, известно, что размеры магнитных петель (loops) звезд могут достигать нескольких десятков радиуса Солнца [34], что сравнимо с расстоянием между компонентами HU Del в периастре. Поэтому взаимодействие между магнитосферами ее компонентов вполне реально и должно рассматриваться как одна из возможных причин вспышечной активности. Более того, в [35] прямо указаны большие размеры магнитных петель, закрепленных на двух звездах кратной системы V 773 Tau. Там же сделано предположение о возможной связи между столкновением этих гигантских петель и вспышечной активностью, а также орбитальным периодом. Наконец, последние данные спектроскопии известного красного сверхгиганта VY СМа, являющегося компонентом двойной звезды WDS 07230-2546 (= В 719АВ = НІР 35793), прямо указывают на наличие многочисленных выбросов в виде расширяющихся адок и петель. образованных вблизи поверхности звезды и обусловленных существующими там значительными магнитными полями [36].

Связь между вращением и вспышечной активностью подробно исследована в [17], хотя наличие весьма близкого второго компонента (и в целом двойственность или кратность) может также играть определенную роль в этом процессе. Заметим также, что, согласно [37], выброс масс из короны основного компонента (наряду с другими механизмами) может качественно характеризовать вспышечную активность двойных звезд. Согласно нашим подсчетам, в известном каталоге [38] имеются 32 визуально-двойные звезды с известными орбитами из [39]. Кроме HU Del, среди них только у EZ Agr (= G1866) расстояние второго компонента от главной звезды в периастре меньше астрономической единицы и составляет 0.50 AU (a=0.889, e=0.437, P=2.25 лет). Как и HU Del, это сравнительно яркая и близкая (D = 3.45 пк, $m = 12^{m}.5$) звезда спектрального класса dM5.5Ve, орбита которой установлена в [40] даже более надежно, чем таковая для HU Del [39]. В работах [40,41] авторы отмечают, что взаимодействие между компонентами этой пары не должно быть исключено при изучении ее физических свойств. Очевидно, однако, что нужна намного более богатая статистика и подробные наблюдения для уверенных выводов относительно роли двойственности (или кратности) во вспышечных явлениях.

- Астрономическая обсерватория "Рамон Мария Аллер" Университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: oatamaz@usc.es
- ² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia@bao.sci.am

³ Национальная астрофизическая обсерватория им.Е.К.Харадзе АН Грузии

SPECTRAL OBSERVATIONS OF FLARE STAR HU DEL

V.S.TAMAZIAN¹, N.D.MELIKIAN², A.A.KARAPETIAN², R.SH.NATSVLISHVILI³

On the base of twenty seven spectra obtained in 2000-2002 with the 2.6m telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory, the results of spectral study of the flare star HU Del are presented. Two flares and a weak correlation between equivalent widths of emission lines H α and H β are reported. For both lines, these widths are minimal during the flare photometric maximum whereas their maxima are well delayed with respect to the latter. A strong intensity increase for H β line, a possible result of non-registered short-term flare, is detected. Within the framework of current theoretical models, the possible relationship between binary (multiple) nature and physical activity of the star is briefly discussed.

Key words: stars;flare - individual:HU Del

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обсерв., 13, 3, 1954.
- 2. В.А.Амбариумян, Астрофизика, 6, 31, 1970.
- 3. G.H.Herbig, Publ. Astron. Soc. Pacif., 68, 531, 1956.
- 4. W.E.Kunkel, Astrophys. J., 161, 503, 1970.
- 5. Р.Е.Гершберг, П.Ф. Чугайнов, Астрон. ж., 43, 1168, 1966.
- 6. Р.Е.Гершберг, П.Ф.Чугайнов, Астрон. ж., 44, 260, 1967.
- 7. Р.Е.Гершберг, С.А.Каплан, Изв. Крым. обсерв., 44, 11, 1972.

- 8. Р.Е.Гершберг, Н.И.Шаховская, Астрон. ж., 48, 934, 1971.
- 9. Р.Е.Гершберг, Изв. Крым. обсерв., 45, 118, 1972.
- 10. T.J. Moffett, B. W. Bopp, Astrophys. J., 168, L117, 1971.
- 11. B.W.Bopp, T.J.Moffett, Astrophys. J., 185, 239, 1973.
- 12. B.W.Bopp, Astrophys. J., 193, 389, 1974.
- 13. T.J. Moffett, B. W. Bopp, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 61, 1976.
- 14. Н.Д. Меликян, М.К.Цветков, Р.А. Саркисян, Астрофизика, 37, 569, 1994.
- 15. Р.Е.Гершберг, Изв. Крым. обсерв., 51, 117, 1974.
- 16. G.F.Benedict, B.E.McArthur, O.G.Franz, L.H.Wasserman, T.J.Henry, Astron. J., 120, 1106, 2000.
- 17. S. Mohanty, G. Basri, Astrophys. J., 583, 451, 2003.
- 18. X.Delfasse, T.Forveille, C.Perrier, M.Mayor, Astron. Astrophys., 331, 581, 1998. 19. W.E.Kunkel, IBVS, No 294, 1968.
- 20. G.M.Beskin, S.A.Chekh, R.E.Gershberg et. al., Pis'ma Astron. J., 14, 156, 1988.
- 21. N.I.Bondar, Astron. Astrophys., 111, 259, 1995.
- 22. T.A. Movsessian, J.-L. Gach, F. Zhamkochian, J. Boulesteix, "JENAM-2000" May 29 - June 3, Abstracts, Moscow, 2000, p.179.
- 23. Н.Д. Меликян, А.А. Карапетян, Астрофизика 44, 265, 2001.
- 24. С.А.Акопян, С.К.Балаян, Астрофизика, 47, 443, 2004.
- 25. П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, В.П.Горанский и др., Общий каталог переменных звезд, т.2, Наука, М., 1985.
- 26. Р.Е.Гершберг, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
- 27. J.D.Kirkpatrick, T.J.Henry, D.McCarthy, Astrophys. J. Suppl. Ser., 77, 417, 1991.
- 28. Р.Ш.Нацелишвили, А.А.Карапетян, Астрофизика, 45, 625, 2002.
- 29. Л.В.Мирзоян, "Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро", тр. симпозиума по проблеме "Физика и эволюция звезд", ред. Л.В.Мирзоян, Ереван, 1980, стр.45.
- 30. Э.С.Парсамян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 57, 79, 1985.
- Н.Д.Меликян, Сравнительное исследование вспышек вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях и скоплениях и звезды UV Cet, кандид. диссертация, Ереван, 1984.
- 32. E.R. Houdebine, Astron. Astrophys., 397, 1019, 2003.
- 33. H.Isobe, K.Shibata, T.Yokoyama, K.Imanishi, PASJ, 55, 967, 2003.
- 34. T.Simon, J.L.Linsky, F.H.Schiffer, Astrophys. J., 239, 911, 1980.
- 35. M.Massi, K.Menten, J.Neidhofer, Astron. Astrophys., 382, 152, 2002.
- 36. R.M.Humphreys, K.Davidson, G.Ruch, G.Wallerstein, Astron. J., 129, 492, 2005.
- 37. J.M.Ferreira, Astron. Astrophys., 335, 248, 1998.
- 38. R.E. Gershberg, M.M.Katsova, M.N.Lovkaya, A.V.Terebizh, N.I.Shakhovskaya, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 139, 55, 1999.
- 39. W.I.Hartkopf, B.D.Mason, C.E.Worley, Astron. J., 122, 3472, 2001. (aktualizirovannaia versia:http://ad.usno.navy.mil/wds/orb6.html)
- 40. J. Woitas, Ch. Leinert, H. Jahreiss, T. Henry, O.G. Franz, L.H. Wasserman, Astron. Astrophys., 353, 253, 2000.
- 41. C.Leinert, M.Hass, H.Jahreiss, Astron. Astrophys., 164, 29, 1986.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.3-56

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ПЯТЕННАЯ АКТИВНОСТЬ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ СИСТЕМЫ CG Cyg

А.В.КОЖЕВНИКОВА¹, И.Ю.АЛЕКСЕЕВ², В.П.КОЖЕВНИКОВ¹, М.А.СВЕЧНИКОВ¹ Поступила 10 января 2005 Принята к печати 12 апреля 2005

В течение двух сезонов, в 2003г. и 2004г., проведены фотометрические наблюдения затменной переменной системы CG Cyg (G9+K3, $P = 0^4.63$), принадлежащей к группе короткопериодических хромосферно-активных звезд типа RS CVn, обладающих активностью солнечного типа. Проведено моделирование запятненности поверхности звезды по оригинальным наблюдениям и всему массиву опубликованных фотометрических данных, начиная с 1965г. Во все сезоны пятна концентрировались вблизи экватора, их полная площадь достигала 18% полной поверхности звезды, а разность температур спокойной фотосферы и запятненных областей составляла 2100 К. Заподозрена пикличность изменений полной площади и средней широты пятен и переключений активных долгот. Обнаружен широтный дрейф пятен в течение цикла и дифференциальное вращение звезды. Определены следующие элементы орбиты: $M_1 = 0.93 M_{\odot}$, $M_2 = 0.81 M_{\odot}$, $R_1 = 1.01 R_{\odot}$, $R_2 = 0.82 R_{\odot}$.

1. Введение. СG Суд (BD +34°4217) принадлежит к группе короткопериодических затменных хромосферно-активных звезд типа RS CVn [1,2]. Такие системы демонстрируют признаки солнечной активности, но более значительные, чем у Солнца. Считается, что их активность является следствием сочетания глубокой конвективной оболочки и быстрого вращения звезды, приводящих к генерации магнитного поля посредством динамо-механизма.

Период системы существенно меньше суток (0⁴.6311) и слегка меняется со временем [3-6]. Система состоит из двух лежащих на Главной последовательности компонентов - G9 первичного и K3 вторичного [7] с эффективными температурами 5200 и 4400 K, соответственно [8].

СG Суд является одной из наиболее необычных звезд среди короткопериодических переменных типа RS CVn. Впервые ее затмения были обнаружены Вилсоном в 1922г. [9], а в 1979г. Милоне и др. [10] на основе 12-летнего ряда наблюдений отметили изменяющуюся асимметричную кривую блеска с синусоидальной ускоренно мигрирующей волной. Соуелл и др. [11] отметили рост среднего блеска системы вне затмений с 1967г. по 1980г., который позднее прекратился [12]. Зейлик и др. [13] отметили наличие на главном компоненте системы двух устойчивых активных долгот, разнесенных примерно на полпериода. Хромосферную активность CG Cyg обнаружили Нафтилан и Милоне [14] по эмиссиям в дублете H и K Call. В свою очередь, Лазаро и Аревало [15] отметили для обеих звезд системы эмиссионный избыток в линии Ha, переменность которого в течение орбитального цикла связана с неоднородной хромосферой звезд.

В данной работе представлены результаты наших фотометрических наблюдений системы в 2003г. и 2004г., а также анализ долговременной пятенной активности системы, выполненный на основе зональной модели.

2. Наблюдения. Наблюдения СG Суд проводились в течение двух сезонов: восьми ночей в августе - сентябре 2003г., и в течение 18 ночей в августе - октябре 2004г. Осенью 2003г. и в августе 2004г. звезда наблюдалась в полосах BVR с помощью многоканального (две звезды и фон) фотометра, установленного на 70-см телескопе АО Уральского университета [16]. Общая продолжительность наблюдений составляет 86.5 часа. При наблюдениях использовалась разработанная в УрГУ [17] автоматическая система регистрации данных и управления телескопом и фотометром, обеспечивающая автоматическую смену фильтров, микрометрические движения телескопа и автоматическое офсетное гидирование с использованием ПЗС-системы.

СG Суд и звезда сравнения наблюдались с использованием диафрагм 23", а фон неба измерялся в диафрагме размером 30". Используемые ФЭУ термостатировались с точностью ±0.5°С, что обеспечивало стабильность светочувствительности каналов звезд в пределах ±0^m.007 в течение всего периода наблюдений. Стабильность светочувствительности каналов контролировалась путем поочередных измерений звезды сравнения в первом и втором каналах фотометра перед началом основных наблюдений. Светочувствительность канала фона по отношению к каналам звезд определялась периодически каждые 24 минуты путем кратковременного вывода звезд из диафрагм и измерения фона во всех трех каналах одновременно. Затем различие светочувствительностей каналов по отношению к фону аппроксимировалось многочленом второй степени от времени.

Одновременные измерения фона неба в третьем канале фотометра были вычтены из измерений программной звезды и звезды сравнения с учетом различий в светочувствительности каналов. Затем были найдены разности звездных величин CG Cyg и звезды сравнения. Поскольку угловое разделение между CG Cyg и звездой сравнения не превышает 15', дифференциальные величины оказываются исправленными за атмосферную экстинкцию первого порядка и поглощение света тонкими облаками, появлявшимися иногда во время наблюдений. В течение семнадцати ночей было получено 12757 оценок блеска в цветах *B*, *V* и *R* с временами интегрирования 124 секунды. Средняя квадратичная ошибка одного измерения, обусловленная фотонным и сцинтилляционным шумами, не превышает 0^{то}.004. Все данные были обработаны с помошью комплекса программ, разработанного для методики трехцветных наблюдений на 70-см телескопе Коуровской обсерватории.

В 2004г., кроме телескопа АО УрГУ, наблюдения проводились также на 1.25-метровом рефлекторе АЗТ-11 КрАО, оснащенном двухлучевым UBVRI фотометром-поляриметром Пииролы [18], который позволяет квазиодновременно измерять яркость звезды и фона неба во всех фильтрах. В принятой нами методике производились последовательные наведения на звезду сравнения (5 отсчетов), переменную (серия из 20 отсчетов) и контрольную звезду (5 отсчетов). Время накопления одного отсчета составляло 10 секунд. Значение блеска и показателей цвета CG Cyg получалось усреднением 20 отсчетов одной серии. Формальная точность определения блеска переменной в каждой полосе составляла при такой методике около 0^m.01. В качестве звезды сравнения для обоих сезонов мы использовали звезду BD+34°4216 ($V=8^{m}.96$, $B-V=0^{m}.75$, U-B=0^m.23, $V-R=0^{m}.50$, $V-I=0^{m}.99$ [10,19]), стандартную для этой системы.



Рис.1. Нормальные кривые блеска СС Суд в полосах V и изменения показателей цвета звезды: а - август 2003г., b - сентябрь 2003г., с - август 2004г., d - сентябрь - октябрь 2004г. Различными символами отмечены наблюдения в разные ночи. Сплошной личией показана аппроксимация синусондой внезатменных колебаний блеска.

AN ANALL

.



Рис.1с. (продолжение).

352

ЗАТМЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ СИСТЕМА СС СУС



На рис. la-d приведены кривые блеска СG Суд в полосе V и ход показателей цвета звезды для обоих сезонов. Различными значками обозначены точки, полученные в различные наблюдательные ночи. Моменты минимумов были вычислены методом гауссиан по эфемериде [20]:

HJD = 2452490.4173 + 0.6311436 E.

353

На рисунке хорошо видны внезатменные вариации яркости (вращательная модуляция блеска), традиционно объясняемые наличием темных холодных пятен на поверхности звезды. Эти изменения были хорошо аппроксимированы синусоидой (сплошная линия на рис.la-d). Для обоих сезонов видны существенные изменения формы кривой блеска, происходящие в течение месяца. Так, в 2003г. амплитуда вращательной модуляции ΔV выросла с 0^{т.}07 в августе до 0^{т.}09 в сентябре, при этом фаза минимума блеска изменилась почти на 180°. Мы предполагаем, что в это время произошло переключение доминирующей активной долготы (flip-flop эффект). Кроме того, в течение двух суток с 19 по 21 сентября 2003г. произошло резкое увеличение блеска системы на 0^m.025, превышающее возможные инструментальные эффекты, которые не превосходят 0^m.015. В 2004г. в течение месяца произошло заметное (на 0".02) понижение среднего блеска звезды вне затмений, а также небольшое смещение активной долготы, которое привело к изменению характера асимметрии кривой блеска системы. Считается, что такие эффекты являются следствием быстрых изменений пятенной конфигурации на поверхности звезды и уменьшения площади пятен на более светлом полушарии. На кривых изменения показателей цвета системы хорошо виден несимметричный характер главного минимума, его изменения от сезона к сезону и эффект "замывания" минимума дополнительным излучением





ЗАТМЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ СИСТЕМА СС СУС 355

хромосферы. Эти явления указывают на неравномерное распределение по долготе пятен и хромосферно-активных областей. Несимметричность вторичного минимума и его изменения от сезона к сезону указывают на присутствие активности и у холодного компонента.

На рис.2 приведены сопоставления внезатменных вариаций блеска в полосах UBVRI. Как следует из этого рисунка, блеск звезды в полосах UBRI линейно зависит от блеска в полосе V, что характерно для фотометрической переменности, вызванной пятнами. Соответствующие коэффициенты линейной регрессии составляют $dU/dV = 1.76 \pm 0.08$, $dB/dV = 1.21 \pm 0.02$, $dR/dV = 0.80 \pm 0.01$, $dI/dV = 0.72 \pm 0.02$. Тогда, принимая максимальный блеск системы вне затмений равным $V = 9^m.98$, мы получаем для незапятненной фотосферы звезды следующие значения: $M_v = 4^m.81$, $U - B = 0^m.41$, $B - V = 0^m.83$, $V - R = 0^m.66$, $V - I = 0^m.98$ (для суммарного блеска).





3. Моделирование запятненности. Фотометрические исследования запятненности CG Суд имеют длительную - с 1965г. по 2003г. - историю. На рис.3 приведена сводная кривая общего блеска системы вне затмений в полосе V, построенная по нашим наблюдениям и данным литературы. Из рисунка видно, что за все время фотометрических наблюдений амплитуда вращательной модуляции блеска ΔV изменялась от 0^m.01 до 0^m.10, а средний блеск системы вне затмений изменялся на 0^m.15. Максимальный блеск системы вне затмений достигал величины $V = 9^m.98$ в 1980, 1991 и 1998 годах.

Несмотря на достаточно хорошую изученность СG Суg, исследования запятненности ее поверхности проводились исключительно фотометрическими методами в рамках простой двухпятенной модели, соответствующей двум активным долготам. Однако такая модель дает картину, качественно отличную от солнечной запятненности. Предложенная Алексеевым и Гершбергом [21] зональная модель описывает фотометрическое поведение запятненных звезд с помощью огрубленной картины многочисленных мелких пятен, расположенных на определенных широтах (аналог королевских широт у Солнца). Рассматриваемая модель применима как к звездам-карликам, так и к RS-системам [22,23] и дает качественное согласие с картиной солнечной запятненности, обеспечивая при этом необходимую точность представления фотометрических наблюдений.

Совокупность запятненных областей на звезде представляется в такой модели двумя симметричными относительно экватора поясами запятненности, которые занимают области с широтами от $\pm \phi_0$ до $\pm (\phi_0 + \Delta \phi)$ с плотностью заполнения пятнами, меняющейся по долготе от единицы до некоторого числа /___ причем 0 < /__ < 1. Модель не накладывает никаких ограничений на широту нахождения пятен, являющуюся определяемой величиной, кроме естественного: $\phi_0 + \Delta \phi < 90^\circ$. В простейшем случае представления только экстремальных точек кривой блеска используется линейный закон изменения плотности заполнения пятен. В этом случае для каждого сезона наблюдений модель использует экстремальные точки в полосе И: разницу между блеском незапятненной фотосферы и сезонным максимумом ΔV_{max} , а также амплитуду вращательной модуляции ΔV . Помимо входных переменных ΔV_{max} и ΔV , модель Писпользует в качестве входных параметров определяемые из наблюдений коэффициенты dB/dV, dR/dV и dI/dV (позволяющие переходить от полосы V к другим полосам), углы наклона оси вращения звезды *і* и температуры фотосферы T_{abov} Определяемыми характеристиками зональной модели являются значения φ₀, Δφ [] и /__, из которых мы получаем площади пятен S__ и S__ для более темной и более светлой полусфер Ізвезды, и среднюю широту пятен $\langle \phi \rangle = \phi_0 + \Delta \phi/2$. Также мы получаем контраст пятен в какой-либо полосе

(например, β_ν), из которой определяется разность температур спокойной фотосферы и пятен.

При моделировании запятненности СС Суд мы использовали значения температуры фотосферы, радиуса и скорости вращения из работы [8]. При расчетах запятненным принимался более горячий компонент, так как пятна на более холодном компоненте, согласно нашим расчетам, не могут обеспечить наблюдаемых значений dB/dV, dR/dV и dI/dV. Совместное же рассмотрение запятненности обоих компонентов выходит за рамки возможностей имеющегося алгоритма. Как и в других работах по

Таблица 1

Эпоха	ΔV _{max}	ΔV	Δφ	faula	βγ	Smax	Smin	Литература
1965.8	0.114	0.06	9	0.55	0.04	7.2	5.4	[10]
1967.4	0.096	0.098	11	0.36	0.04	8.3	5.1	[10]
1969.4	0.120	0.014	7	0.86	0.05	6.2	5.7	[10]
1972.6	0.090	0.042	8	0.58	0.05	5.9	4.5	[10]
1975.5	0.055	0.06	7	0.33	0.05	5.1	3.0	[10]
1976.7	0.005	0.028	-2	0.00	0.05	1.5	0.5	[10]
1977.4	0.015	0.026	3	0.19	0.05	1.8	0.9	[10]
1978.5	0.005	0.05	4	0.00	0.05	2.4	0.8	[7]
1979.8	0.006	0.082	6	0.00	0.04	3.8	1.3	[11]
1980.5	0.00	0.07	5	0.00	0.04	3.2	1.1	[11]
1980.8	0.004	0.02	2	0.00	0.05	1.1	0.4	[11]
1981.7	0.01	0.06	5	0.00	0.05	3.0	1.0	[4,12]
1982.7	0.052	0.078	8	0.24	· 0.04	5.6	3.0	[12,24]
1984.8	0.04	0.05	6	0.29	0.05	4.0	2.3	[12,25]
1987.7	0.06	0.07	8	0.31	0.05	5.7	3.3	[26,27]
1988.7	0.07	0.04	7	0.52	0.05	5.0	3.6	[28,29]
1989.9	0.03	0.05	5	0.21	0.05	3.5	1.8	[30]
1990.6	0.02	0.05	5	0.10	0.05	3.1	1.3	[31]
1991.5	0.006	0.006	1	0.34	0.06	0.6	0.3	[5,32]
1991.7	0.00	0.07	5	0.00	0.04	3.2	1.1	[33]
1992.7	0.01	0.04	3	0.01	0.05	2.2	0.7	[34]
1993.6	0.045	0.055	6	0.29	0.05	4.4	2.5	[34]
1993.7	0.05	0.075	8	0.24	0.04	5.4	2.9	[34]
1994.7	0.01	0.02	2	0.15	0.05	1.4	0.6	[35,36]
1995.7	0.05	0.05	6	0.35	0.05	4.5	2.7	[37]
1997.7	0.065	0.06	8	0.38	0.05	5.5	3.5	[38]
1998.7	0.00	0.06	4	0.00	0.04	2.7	0.9	[8]
1999.7	0.05	0.02	4	0.61	0.05	3.3	2.6	[19]
2000.5	0.055	0.04	6	0.45	0.05	4.3	2.9	[39]
2001.5	0.085	0.03	7	0.65	0.05	5.3	4.3	[19]
2002.5	0.12	0.02	8	0.81	0.05	6.4	5.8	[19]
2003.6	0.15	0.07	12	0.59	0.04	9.5	7.3	1
2003.8	0.15	0.094	14	0.51	0.04	10.4	7.5	1
2004.6	0.107	0.103	12	0.38	0.04	8.9	5.6	
2004.8	0.126	0.10	13	0.44	0.04	9.6	6.5	

ПАРАМЕТРЫ ПЯТЕН НА ГЛАВНОМ КОМПОНЕНТЕ СС Суд

моделированию пятен на CG Cyg, мы пренебрегли эффектами отражения и эллипсоидальности, учитывая только эффект дилюции от вторичного компонента. Значения параметров звездных пятен на CG Cyg приведены в табл.1. Согласно расчетам, пятна были расположены внутри симметричной относительно экватора области шириной $\Delta \phi$ от 1° до 14° по обе стороны от экватора ($\phi_0 = 0^\circ$). В пользу низкоширотного расположения активных областей говорит и несимметричная форма главного минимума. Параметр скважности заполнения пояса пятнами f_{min} изменялся от 0.00 до 0.86. Площадь пятен доходила до 18% полной поверхности звезды. Контраст пятен β_V составлял 0.03 - 0.06, то есть пятна холоднее фотосферы на 2000 - 2200 К. Формальные точности определения широт пятен $\sigma(\phi_0)$ и $\sigma(\Delta \phi)$ составляют при нашей методике 1°, ошибка определения скважности заполнения пятен $\sigma(f_{min}) = 0.01$, а точность оценки температуры пятен $\sigma(T_{max}) = 50^\circ$

Полученные нами значения температуры пятен занимают промежуточное значение между оценками [26,28,35-38,40], принимающими абсолютно холодное пятно ($\beta_V = 0$) и данными [8,41], предсказывающими разность температур пятна и фотосферы около 1000 К, что совпадает с нашими оценками без учета полосы *I*. Рассматриваемая модель дает только грубую оценку параметров пятен системы, не принимая во внимание эффектов отражения, эллипсоидальности и активности холодного компонента.

4. Фотометрические и абсолютные элементы орбиты. Для того, чтобы достоверно определять фотометрические элементы орбиты, необходимо было избавиться от внезатменных колебаний блеска, вызванных пятнами. Мы применили процедуру исключения синусоидальных колебаний, стандартную при определении элементов запятненных систем: внезатменные колебания блеска аппроксимировались синусоидальной зависимостью с помощью метода наименьших квадратов и затем вычитались из кривой блеска.

Определение фотометрических элементов орбиты CG Суд производилось по программе Лаврова, с использованием метода дифференциальных поправок [42,43]. Для анализа использовались наблюдательные данные,

Таблица 2

	B	V	R	Среднее значение
k	0.80 ± 0.02	0.81 ± 0.02	0.80 ± 0.02	0.80 ± 0.01
<i>r</i> ,	0.268 ± 0.002	0.270 ± 0.002	0.268 ± 0.002	0.269 ± 0.001
r,	0.214 ± 0.002	0.219 ± 0.002	0.215 ± 0.002	0.216 ± 0.002
X,	0.7	0.7	0.7	0.7
X,	0.7	0.7	0.7	0.7
L	0.75 ± 0.01	0.714 ± 0.006	0.71 ± 0.01	0.72 ± 0.01
ſ	85 ± 3	84.0±1.3	83.2 ± 1.0	84.1 ± 5.0

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ СС Суд

ЗАТМЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ СИСТЕМА СС СУС 359

полученные в августе 2003г., т.к. в них достигнуто лучшее перекрытие орбитальных фаз системы и более высокая точность наблюдений по сравнению с данными, полученными в другие сезоны. Определенные элементы орбиты приведены в табл.2, где r_1 и r_2 - радиусы звезд, составляющих систему, выраженные в долях радиуса относительной орбиты, $k = r_2/r_1$ - отношение относительных радиусов, *i* - угол наклонения орбиты, L_1 и L_2 - блеск звезд, составляющих систему, выраженный в долях суммарного блеска системы $(L_1 + L_2 = 1)$; X_1 и X_2 - коэффициенты потемнения дисков звезд к краю.

Для определения абсолютных элементов орбиты были использованы результаты спектроскопических наблюдений, приведенные в работе [44]: эффективные температуры компонентов $T_1 = 5260$ K, $T_2 = 4720$ K, амплитуды лучевых скоростей $K_1 = 137.7 \pm 0.4$ км/с, $K_2 = 159.1 \pm 0.5$ км/с для главного и вторичного компонентов соответственно. Полученные абсолютные элементы орбиты представлены в табл.3, где $M_{1,2}$, $R_{1,2}$, $L_{1,2}$ - массы, радиусы и светимости компонентов, A - большая полуось *Таблица 3*

АБСОЛЮТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ СС Суд

A Star St	В	V	R	Среднее значение
M_1/M_{\odot}	0.93 ± 0.02	0.93±0.01	0.94±0.01	0.93±0.01
M_2/M_{\odot}	0.80 ± 0.02	0.81±0.01	0.81±0.01	0.81±0.01
R_1/R_{\odot}	0.99 ± 0.04	1.01±0.03	1.00±0.03	1.00±0.03
R_2/R_{\odot}	0.80 ± 0.03	0.82±0.02	0.80±0.02	0.81±0.02
A/Ra	3.72 ± 0.14	3.73±0.11	3.73±0.11	3.73±0.11
Milal	5.11 ± 0.20	5.08±0.15	5.10±0.15	5.10±0.16
Mahal	6.07 ± 0.19	6.01±0.12	6.05±0.13	6.04±0.15
$\log(L_1/L_{\bullet})$	-0.19 ± 0.08	-0.18±0.06	-0.19±0.06	-0.19±0.06
$\log(L_2/L_{\odot})$	-0.58 ± 0.07	-0.55±0.05	-0.57±0.05	-0.57±0.06

Таблица 4

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ ОРБИТЫ СС Суд, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ АВТОРАМИ

k	r ₁	r ₂	L	i	Литература
0.94	0.238	0.223	0.62	83	[28]
0.86	0.25	0.215	0.7	82.3	[36]
0.94	0.24	.0.225	0.63	83.3	[13]
0.94	0.24	0.225	0.7	82.4	[44]
0.83	0.266	0.221	0.7	82.6	[37]
0.83	0.26	0.216	0.72	83	[38]
0.95	0.24	0.228	0.7	82.1	[35]
0.81	0.267	0.216	0.78	83	[8]
0.81	0.27	0.219	0.714	84	A COLL DUCTOR

орбиты, $M_{1,2bol}$ - абсолютная болометрическая звездная величина. Сравнение полученных элементов орбиты с результатами других авторов показало наилучшее согласие с элементами, полученными Хеккертом [38], а также Кюркчиевой и др. [8] (см. табл.4 и 5). Отношение масс компонентов системы q = 0.87.

5. Заключение. Таким образом, проведенные нами UBVRI-наблюдения СG Суд и моделирование ее запятненности дали следующие результаты:

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ОБ АБСОЛЮТНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ОРБИТЫ СС Суд, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗЛИЧНЫМИ АВТОРАМИ

M_1/M_{\odot}	M_2/M_{\odot}	R_1/R_{\odot}	R_2/R_{\odot}	MIbol	M _{2bel}	$\log(L_1/L_0)$	$\log(L_2/L_0)$	Литература
0.94	0.81	0.89	0.84	5.55	6.40	-0.26	-0.51	[44]
0.738	0.738	0.848	0.774	103.	1000	Distances 1	2100 2241	[13]
0.97	0.80	1.00	0.83	0.000.00	-	100000	A ALAMPANIA I	[8]
0.97	0.80	0.89	0.84	5.36	5.98			[45]
0.93	0.81	1.01	0.82	5.08	6.01	-0.18	-0.55	

Для сезонов 2003г. и 2004г. была обнаружена вызванная пятнами возмущающая волна с амплитудой переменности до $\Delta V = 0^{m}.10$. В оба сезона были отмечены ее быстрые изменения в течение месяца, связанные с переключением активных долгот и существенными изменениями конфигурации пятен на поверхности более горячего компонента системы. Отмечена активность солнечного типа у более холодного компонента, которая проявляется в асимметрии и переменности вторичного минимума системы.

Построена сводная кривая блеска звезды, оценены абсолютная звездная величина и показатели цвета незапятненной фотосферы главного компонента системы. Заподозрена цикличность фотометрической переменности CG Cyg с характерным временем около 20 лет (рис.3).

Проведенное моделирование запятненности горячего компонента CG Cyg показало, что во все эпохи фотометрических наблюдений пятна были сконцентрированы вблизи экватора, внутри полосы шириной до $\Delta \phi = 14^{\circ}$ по обе стороны экватора. Полная площадь пятен доходит до 18% поверхности звезды и показывает корреляцию со средней широтой пятен, давая картину, противоположную солнечной диаграмме бабочек - дрейф пятен от экватора со скоростью $\delta \phi = 0.45 \pm 0.11$ градусов в год по мере роста площади пятен. Пятна холоднее окружающей фотосферы на 2100 К. Таким образом, CG Cyg является наиболее горячей звездой нашей выборки [46], у которой пояса запятненности сливаются на экваторе.

Согласно опубликованным кривым блеска, на звезде наблюдается присутствие двух активных долгот, разнесенных примерно на полпериода

360

Таблица 5 .

[13], и происходящее время от времени переключение доминирующей долготы (*flip-flop* эффект). Подобная смена доминирующей долготы наблюдалась нами осенью 2003г. Эпохи переключения активных долгот, в отличие от других переменных типа RS CVn, не показывают явных цикличностей. Они плохо коррелированы с фотометрическим циклом звезды, но мы можем заподозрить некоторую синхронизацию переключения активных долгот и наименьшей площади пятен вблизи сезонов 1980, 1991 и 1998 годов.

Фазы минимального блеска звезды вне затмений (долготы наиболее запятненных областей) показывают плавные колебания со временем, которые, вероятно, цикличны с характерным временем около 20 лет. Сопоставление долготы наиболее запятненных областей со средней широтой пятен указывает на возможное присутствие у горячего компонента дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_r = 1 - \omega_{pole}/\omega_{eq} = 0.042 \pm 0.015$. Полученные оценки широтного дрейфа и дифференциального вращения согласуются с найденной нами [46,47] зависимостью этих величин от спектрального класса звезды. Сочетание положительного дифференциального вращения с широтным дрейфом пятен к полюсу указывает на то, что CG Cyg близка к состоянию, переходному между "солнечным" и "антисолнечным" характером динамо. Аналогичное поведение мы наблюдаем у известной системы HU Vir (K1IV) [46].

Проведено угочнение фотометрических и абсолютных элементов орбиты системы CG Cyg.

Авторы благодарны за ценные замечания сотрудникам КрАО Р.Е.Гершбергу и С.И.Плачинде. И.Ю.Алексеев выражает благодарность Украинскому государственному фонду фундаментального развития за частичную поддержку грантом No 02.07/00300. Авторы благодарны д-ру Д.Марчеву и д-ру В.Оглозе за предоставленные данные.

Sentements of Zentrale Juries 10 43. 198

¹ Уральский государственный университет, Россия, e-mail: kozhevnikova-a@yandex:ru

² Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, e-mail: ilya@crao.crimea.ua

А.В.КОЖЕВНИКОВА И ДР.

LONG-TERM STARSPOTS ACTIVITY OF ECLIPSING BINARY CG Cyg

A.V.KOZHEVNIKOVA', I.Yu.ALEKSEEV², V.P.KOZHEVNIKOV¹, M.A.SVECHNIKOV¹

Long-term photometric observations of CG Cyg (G9+K3, $P = 0^{4}.63$), a short period eclipsing RS CVn binary, carried out in 2003 and 2004, are presented. We used zonal starspot model to find spot parameters from our recent observations and archival published data back to 1965. In all seasons spotted regions were concentrated near the equator, spots covered up to 18% of the total stellar surface, the temperature difference between the spotted regions and quiet photosphere was up to 2200 K. Cyclic variations of the spot coverage, spot latitudes and a *flip-flop* phenomena are suspected. We reveal star differential rotation and latitudinal spot drift during the cycle. Solution of the rectified light curve yielded $M_1 = 0.93 M_{\odot}$, $M_2 = 0.81 M_{\odot}$, $R_1 = 1.01 R_{\odot}$, $R_2 = 0.82 R_{\odot}$.

Key words: (stars):binaries:eclipsing - individual:CG Cyg

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D.S.Hall, in IUA Colloquium 29, Multiple Periodic Variable Stars, Part I, 287, 1976.
- 2. D.S.Hall, J.M.Kreiner, Acta Astron., 30, 387, 1980.
- 3. E.F.Milone, K.E.Ziebarth, Publ. Astron. Soc. Pacif., 86, 684, 1974.
- 4. M.Zeilik, R.Elston, G.Henson et al., Inform. Bull. Var. Stars, 2138, 1982.
- 5. A.Dapergolas, E.Kontizas, M.Kontizas, Inform. Bull. Var. Stars, 3719, 1992.
- 6. D.S.Hall, Astrophys. J, 380, L85, 1991.
- 7. S.A.Naftilan, E.F.Milone, Astron. J, 90, 761, 1985.
- 8. D.P.Kjurkchieva, D.V.Marchev, W.Ogloza, Astron. Astrophys., 400, 623, 2003.
- 9. A. Williams, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 82, 300, 1922.
- 10. E.F.Milone, K.G.Castle, R.M.Robb et al., Astron. J., 84, 417, 1979.
- 11. J.R.Sowell, J.W.Wilson, D.S.Hall, P.E.Peyman, Publ. Astron. Soc. Pacif., 99, 407, 1987.
- 12. S.A.Naftilan, C.Grillmair, G.Trager, Astron. J., 93, 210, 1987.
- 13. M.Zeilik, S.Gordon, E.Juderlund et al., Astron. J., 421, 303, 1994.
- 14. S.A. Naftilan, E.F. Milone, Astron. J., 84, 1218, 1979.
- 15. C.Lazaro, M.J.Arevalo, Astron. J., 113, 2283, 1997.
- 16. V.P.Kozhevnikov, P.E.Zakharova, Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser., 219, 381,

ЗАТМЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ СИСТЕМА СС СУС 363

2000.

- 17. В.П.Кожевников, "Физика космоса", ред. П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов и др., Изд-во УрГУ, Екатеринбург, 2002, с.169.
- 18. V. Piirola, Observ. Astrophys. Lab. Univ. Helsinki. Rep., 6, 151, 1984.
- 19. M.Afsar, P.A.Heckert, C.Ibanoglu, Astron. Astrophys., 420, 595, 2004.
- 20. T.Pribulla, M.Vanko, S.Parimu, D.Chochol, Inform. Bull. Var. Stars, 5341, 2002.
- 21. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрофизика, 39, 67, 1996.
- 22. I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova, Astron. Astrophys., 403, 205, 2003.
- 23. И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова, Астрофизика, 47, 519, 2004.
- 24. R.M. Robb, Inform. Bull. Var. Stars, 2530, 1984.
- D.K.Bedford, J.J.Fuensalida, M.J.Arevalo, Astron. Astrophys., 182, 264, 1987.
 P.A.Heckert, M.Zeilik, Inform. Bull. Var. Stars, 3294, 1989.
- 27. A.Dapergolas, E.Kontizas, M.Kontizas, Inform. Bull. Var. Stars, 3322, 1989. 28. T.Banks, E.Budding, Inform. Bull. Var. Stars, 3305, 1989.
- 29. A.Dapergolas, E.Kontizas, M.Kontizas, Inform. Bull. Var. Stars, 3249, 1988.
- 30. D. Beckert, S. Gordon, E. Jaderlund et al., Inform. Bull. Var. Stars, 3556, 1991.
- 31. A.Dapergolas, E.Kontizas, M.Kontizas, Inform. Bull. Var. Stars, 3609, 1991.
- 32. M.Zeilik, M.Ledlow, M.Rhodes et al., Inform. Bull. Var. Stars, 3663, 1991. 33. P.A. Heckert, M.Zeilik, Inform. Bull. Var. Stars, 3688, 1991.
- 55. P.A. Heckeri, M. Zellik, Inform. Dun. val. Stats, 5000, 1791.
- 34. A.Dapergolas, E.Kontizas, M.Kontizas, Inform. Bull. Var. Stars, 4051, 1994.
- 35. A.Dapergolas, E.Kontizas, M.Kontizas, Inform. Bull. Var. Stars, 5011, 2000.
- 36. P.A. Heckert, Inform. Bull. Var. Stars, 4127, 1994.
- 37. P.A. Heckert, Inform. Bull. Var. Stars, 4371, 1996.
- 38. P.A. Heckert, Inform. Bull. Var. Stars, 4627, 1998.
- 39. M.Asfar, C.Ibanoglu, Inform. Bull. Var. Stars, 4979, 2000.
- 40. E.Budding, M.Zeilik, Astrophys. J., 319, 827, 1987.
- 41. D.Beckert, D.Cox, S.Gordon et al., Inform. Bull. Var. Stars, 3398, 1989.
- 42. М.И.Лавров, "Машинный анализ кривых блеска затменных двойных звезд", Часть І., Казань, 36, 1980.
- 43. М.И.Лавров, Труды Казан. гор. астрон. обсерв., 43, 53, 1993.
- 44. D.M. Popper, Astron. J., 108, 1091, 1994.
- 45. G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov, Astron. Astrophys., (in press), 2004.
- 46. И.Ю.Алексеев, А.В.Кожевникова, Астрофизика, (в печати), 2005.
- 47. I.Yu.Alekseev, Solar Phys., (in press), 2004.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.3:520.82

ВVRI ССО-ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ. II

В.Т.ДОРОШЕНКО¹, С.Г.СЕРГЕЕВ², Н.И.МЕРКУЛОВА², Е.А.СЕРГЕЕВА², Ю.В.ГОЛУБИНСКИЙ², В.И.ПРОНИК², Н.Н.ОХМАТ² Поступила 24 ноября 2004 Принята к печати 12 апреля 2005

Представлены результаты ССО *BVRI*-наблюдений 145 звезд сравнения в окрестностях 14 сейфертовских галактик, 3 квазаров и 5 объектов типа BL Lac с прямым восхождением от 12 до 24 часов. Диапазон звездных величин наблюдавшихся звезд от *V*=11 до *V*=17. Для звезд не слабее *V*=14 типичная фотометрическая ошибка составляет 0[®].01. Звездные величины в *B*, *V*, *Rc*, *Ic* полосах большинства звезд ранее не были известны. Карты для отождествления звезд размером 14'х 14' прилагаются. Результаты могут быть использованы для дифференциальной фотометрии ядер активных галактик в *B*, *V*, *Rc*, *Ic* полосах.

1. Введение. С конца 2001г. мы начали проводить интенсивный фотометрический мониторинг сейфертовских (SyG) и других активных ядер галактик (AGN) в Крымской астрофизической обсерватории. Цель нашей программы заключалась в частых, насколько это возможно, наблюдениях нескольких десятков AGN. Однако мы столкнулись с проблемой отсутствия звезд сравнения в окрестностях многих сейфертовских галактик, которые были бы калиброваны в B, V, R, I полосах, что необходимо для интенсивного исследования переменности их ядер. Вот почему мы решили сделать работу по калибровке звезд сравнения в окрестностях SyG, входящих в нашу программу. Данные о звездах сравнения для 22 объектов с прямым восхождением от 0 до 12 часов были опубликованы нами в работе [1]. Эта статья является второй частью работы и включает еще 22 яркие активные галактики с прямым восхождением от 12 до 24 часов.

2. Наблюдения и измерения. Все наблюдения были сделаны на 70-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории с помощью ССD-камеры AP7p. Оборудование, процесс наблюдений и редукция данных были подробно описаны в работе [1]. Здесь мы только кратко коснемся некоторых вопросов. ССD-камера AP7p была установлена в прямом фокусе (f = 282 см) телескопа. ССD-чип имеет размер 512 x 512 пикселов, что дает поле зрения при используемом фокусе телескопа равным 15' x 15'. Камера снабжена набором фильтров *B*, *V*, *R*, *R1*, *I*,

где фильтр, обозначенный нами как R1, лучше соответствует фильтру I в системе Кузинса, в то время как другие фильтры более соответствуют фильтрам в стандартной системе Джонсона. Обычно в течение ночи мы получали для каждого исследуемого объекта не менее 4-х изображений в каждом фильтре, а до и после наблюдения объекта мы получали по 1 кадру с байесом и по 2 кадра с темновым током. Изображения с плоскими полями экспонировались на сумеречном небе, либо на закате, либо на восходе Солнца. Затем кадры с изображением исследуемого объекта измерялись уже после вычитания очищенных от выбросов изображений байеса, темнового тока и после учета очищенных от выбросов изображений плоского поля. Все фотометрические измерения проводились методом апертурной фотометрии с апертурой диаметром 15". Фон неба определялся в кольцевой апертуре вокруг каждого объекта. В этой статье мы представляем результаты калибровки звезд в окрестностях 22 AGN, главным образом, сейфертовских галактик. Для калибровки использовались вторичные стандарты в некоторых полях AGN, взятые из работы Гонзалеса-Переса и др. [2] (I Zw 1, 3С 66 А, S5 0716+71, OJ 287, 3С 273, 3С 279, PKS 1510-089, Mrk 501 и BL Lac). Одна из относительно ярких звезд в каждом поле была принята нами в качестве главной звезды для калибровки. Как правило, такая звезда в окрестностях указанных выше AGN имела достаточно малую ошибку, согласно [2], и находилась вблизи центра кадра. Для калибровки выбирались только хорошие фотометрические звезды, когда среднеквадратичные изменения потока от звезды во время нескольких измерений в течение ночи не превышали 1.5-2% и когда качество изображений было менее 5". Для того, чтобы получить звездные величины исследуемой звезды, свободные от атмосферной экстинкции, мы использовали зависимость между разностями звездных величин и разностями воздушных масс двух звезд. При этом одна звезда находилась в поле, которое нужно было калибровать, а другая звезда находилась в поле, которое служило стандартом, т.е. на основе которого проводилась калибровка. Главная звезда в поле каждого из изучаемых AGN была калибрована относительно главных звезд в нескольких стандартных областях. упоминаемых выше. Затем мы вычисляли простое среднее значение звездной величины из разных калибровок в каждом фильтре. Типичная неопределенность такого метода составила 0.012, 0.009, 0.007 и 0.007 зв. величины в В, V, Rc и Ic полосах, соответственно. Далее дифференциальная фотометрия всех звезд, выбранных в качестве кандидатов в звезды сравнения, проводилась относительно главной звезды в поле каждой активной галактики. Впоследствии, с помощью уравнений преобразования, которые обсуждались в работе [1], мы переводили инструментальные звездные величины в международную систему Джонсона-Кузинса (B, V, Rc, Ic).

3. Результаты. Поля и выбранные звезды в них показаны на рис.1а, b, c, d. Число наблюдательных ночей (*N*-ночей), число изображений каждого объекта в каждом фильтре, используемых для дифференциальной фотометрии (*N*-набл.), число звезд, выбранных в качестве звезд сравнения (*N*-cst), а также обозначения главной и переменной звезды, обнаруженной нами в исследуемом поле, представлены в табл.1. Для обнаружения возможных переменных звезд в полях AGN мы использовали критерий χ^2 [1]. Амплитуда переменности, грубо оцененная в инструментальной системе (*b*, *v*, *r*, *r*1, *i*), также приводится в табл.1. Следует отметить, что некоторые обнаруженные нами переменные звезды уже были известны в опубликованной ранее литературе.

Таблица 1

Объект	Коли	чество		Обозначе	ние	Ампл	итуда	пере	менн	ости
	<i>N</i> -набл.	<i>N</i> -ночей	N-cst	главн. зв.	перем. зв.	Δb	Δυ	Δr	∆rl	Δi
W Com	50	14	5	2	5	0.77	0.51	0.40	0.33	0.30
3C 273	112	28	8	2	no	- 11				
NGC 4593	134	34	4	3	no		- 11			
Mkn 279	193	46	4	В	по					10.00
3C 279	12	3	6	1	4	0.93	0.70	0.44	0.36	0.38
Mkn 668	16	5	5	1	по					
NGC 5548	582	136	5	2	по	-	31.00			
PKS 1510-089	25	5	7	5	no			12.28	6.	
3C 332	57	18	6	1	по	12	1000	100		
Mkn 501	143	36	5	1	no	1	72.00	111		
Mrk 504	67	19	8	1	no		-	100	() ()	
Arp 102B	361	98	6	4	no	135 60	1	Sir .	5	
1E 1821643	142	35	9	6	2	0.14	0.10	0.08	0.07	0.05
3C 390.3	322	91	11	1	no		1.0			5 1 1
NGC 6814	161	40	6	3	по	1.16	1.7	1.1		1
Mrk 509	233	59	6	2	4	0.09	0.09	0.04	0.04	0.03
OX 169	41	11	7	2	No		13.9	10		
BL Lac	182	48	10	21	25	0.06	0.04	0.04	0.03	0.04
Akn 564	461	107	12	13	12	0.06	0.04	0.04	0.05	0.06
NGC 7469	756	89	9	1	No			11.00		
NGC 7603	200	52	5	1	No	-	1.1.	1000		

СТАТИСТИКА НАБЛЮДЕНИЙ И АМПЛИТУДЫ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТЯХ AGN

В, V, Rc, Ic звездные величины всех измеренных нами звезд даны в табл.2. Объекты сортированы по прямому восхождению. Для каждой звезды в табл.2 указаны: 1. Ее обозначение в нашем поле. Здесь иногда встречаются цифры в квадратных скобках и примечание Var. Цифра в скобках стоит около номера звезды, взятой нами в качестве главной

367

В.Т.ДОРОШЕНКО И ДР.

Таблица 2

BVRclc ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ AGN

Объект	20	00.0	B	T	V	-	Rc		Icl		Ic2	
Примеч.	α	δ	-	-								
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
W Com	12 21 31.7	+28 13 58 5					-	-				1
D	12 21 29.0	+28 16 38.3	16.267	0.009	14.764	0.012	13.731	0.008	12.685	0.009	12.678	0.007
A	12 21 33.8	+28 13 05.0	12.634	0.025	12.039	0.017	11.706	0.009	11.388	0.009	11.384	0.009
CI	12 21 26.1	+28 12 32.1	17.645	0.042	16.653	0.040	16.054	0.024	15.501	0.025	15.506	0.034
4	12 21 13.9	+28 13 09.6	13.660	0.022	13.063	0.015	12717	0.009	12.379	0.011	12.376	0.010
5 Var	12 21 39.7	+28 15 09.9	17.034	0.254	16.772	0.177	16.578	0.147	16.345	0.109	16.316	0.134
3C 273	12 29 06.7	+02 03 08.4		Alter			-	-		1.1	1999 B	
2 [2]	12 29 08.5	+02 00 22.5	13.361	0.005	12.718	0.012	12.283	0.005	11.894	0.011	11.894	0.011
IN	12 28 46.0	+02 02 17.7	12.835	0.009	11.881	0.013	11.271	0.008	10.705	0.012	10.704	0.012
2N	12 28 51.0	+02 06 34.0	13.160	0.008	12.655	0.013	12.299	0.008	11.979	0.012	11.986	0.012
1	12 29 13.2	+02 00 12.0	16.009	0.023	15.233	0.018	14.750	0.015	14.331	0.021	14.332	0.018
4	12 29 03.0	+02 02 20.1	16.007	0.033	14.918	0.018	14.206	0.013	13.599	0.015	13.599	0.015
5	12 29 17.6	+02 03 05.1	16.447	0.035	15.504	0.022	14.912	0.012	14.410	0.019	14.412	0.020
6	12 29 03.3	+02 03 21.2	14.121	0.009	13.540	0.013	13.162	0.007	12.840	0.012	12.843	0.012
8	12 28 49.6	+02 04 33.4	16.292	0.032	15.477	0.021	14.970	0.017	14.533	0.018	14.533	0.021
NGCASYS	12 39 39.4	-05 20 39.3									10 071	0.004
3	12 39 36.8	-05 24 09.8	13.701	0.007	13.059	0.008	12.688	0.004	12.364	0.002	12371	0.004
1	12 39 29.1	-05 19 03.7	13.853	0.009	13.455	0.009	13.194	0.006	12.954	0.005	12.962	0.000
2	12 39 21.1	05 26 09 4	13.208	0.009	12.345	0.009	11.836	0.006	11.372	0.004	11.3/0	0.000
30 270	12 59 17.7	-05 47 21 5	עכנו	0.010	1440	0.010	11.513	0.007	10.863	0.005	10.804	0.000
1 [2]	12 56 14 6	05 46 45 2	16 906	0.010	16.061	0.000	15.40	0.000	14.070	0.000	14.070	0.000
2	12 56 04 2	-05 40 00 6	17.642	0.010	16 229	0.009	15.442	0.002	14.570	0.002	14.970	0.002
3	12 56 26 6	-05 45 20 2	17.042	0.020	14 900	0.001	14 522	0.017	14.093	0.008	14.034	0.012
4 Var	12 56 08 6	-05 44 34 3	16 674	0.470	16 406	0.009	16 242	0.012	14.100	0.004	16.084	0.017
7	12 56 04 6	-05 51 12 0	16 292	0.039	15 164	0.045	14 477	0.004	12 741	0.165	13 777	0.004
8	12 56 26 5	-05 48 44 2	17 528	0.002	16 690	0.014	16 153	0.004	15.656	0.007	15.674	0.004
Mrk 279	13 53 03.5	+69 18 29.2		0.011	10.070	0.014	10.155	0.045	15.050	0.022	15.574	0.015
B	13 52 42.4	+69 21 53.3	13.668	0.011	12.918	0.006	12,507	0.005	12 122	0.004	12 121	0.004
A	13 53 21.2	+69 18 10.4	13.144	0.012	12.097	0.007	11.543	0.006	11.036	0.006	11 031	0.006
с	13 52 54.9	+69 20 17.6	15.838	0.016	14.852	0.010	14.270	0.009	13.754	0.007	13.754	0.009
D	13 53 21.7	+69 16 31.5	16.287	0.021	15.583	0.014	15.170	0.011	14,780	0.014	14.779	0.016
Mrk 668	14 07 00.4	+28 27 14.7	21									
1	14 07 02.7	+28 23 48.7	15.709	0.003	15.032	0.002	14.625	0.006	14.273	0.004	14.265	0.005
2	14 06 42.5	+28 26 30.2	15.990	0.011	15.185	0.010	14.689	0.012	14.273	0.009	14.274	0.017
3	14 07 01.4	+28 28 36.4	15.892	0.010	15.306	0.009	14.939	0.008	14.448	0.011	14.599	0.020
5	14 07 15.4	+28 28 19.2	13.900	0.008	12.970	0.004	12.426	0.007	11.971	0.006	11.944	0.015
6	14 06 53.3	+28 27 18.6	15.212	0.007	14.314	0.008	13.783	0.008	13.315	0.004	13.300	0.012
NGC 5548	14 17 59.6	+25 08 13.4										
2	14 17 58.9	+25 05 34.4	14.432	0.020	13.766	0.019	13.382	0.010	13.026	0.010	13.027	0.011
1	14 18 19.9	+25 09 10.3	15.311	0.023	14.833	0.021	14.538	0.013	14.254	0.016	14.256	0.016
3	14 17 54.7	+25 04 20.6	16.032	0.026	15.327	0.024	14.930	0.016	14.564	0.016	14.564	0.019
4	14 17 49.7	+25 14 06.3	16.138	0.026	15.620	0.024	15.297	0.017	14.993	0.023	15.002	0.025
5	14 17 37.4	+25 11 51.6	16.021	0.025	15.644	0.024	15.414	0.017	15.192	0.022	15.196	0.024
PKS1510-089	15 12 50.5	-09 05 59.8			1.00	1	- 211	1	In the	1-		die.

Таблица 2 (продолжение)

<u> </u>		2		6	6	7	0	0	10	11	12	12
1	2	3	4	3	0	<u></u>	•	y	10	- 11	12	21
5 [2]	15 12 52.9	-09 06 56.0	16.201	0.007	15.237	0.004	14.630	0.005	14.100	0.007	14.100	0.007
1	15 12 51.7	-09 05 23.2	15.288	0.009	14.662	0.013	14.254	0.006	13.882	0.008	13.884	0.011
2	15 12 53.2	-09 03 42.6	13.722	0.021	13254	0.009	12.919	0.005	12.608	0.007	12.612	0.009
3	15 12 44.3	-09 06 40.4	15.123	0.011	14.420	0.008	13.968	0.006	13.543	0.008	13.544	0.010
4	15 13 01.4	-09 06 40.2	15.517	0.011	14.812	0.006	14.379	0.006	13.998	0.010	13.995	0.009
6	15 12 41.2	-09 06 30.0	16.813	0.015	15.482	0.004	14.626	0.005	13.899	0.009	13.896	0.010
7	15 13 04.8	-09 07 52.5	15.898	0.011	15.300	0.006	14.895	0.007	14.520	0.013	14.517	0.012
PG 1553+11	15 55 43.0	+11 11 24.4	1000	1.000			100					-
2	15 55 52.3	+11 13 19.9	14.524	0.023	13.828	0.001	13.435	0.001	13.078	0.012	13.077	0.007
1	15 55 46.2	+11 11 21.2	14.566	0.024	13.920	0.008	13.558	0.004	13.242	0.013	13.244	0.012
3	15 55 59.2	+11 10 16.2	14.243	0.024	13.406	0.005	12915	0.003	12.454	0.013	12.452	0.009
4	15 55 51.5	+11 08 22.2	15.746	0.028	14.508	0.008	13.774	0.006	13.166	0.018	13.166	0.011
5	15 55 32.0	+11 09 44.2	13.505	0.024	12.832	0.007	12.461	0.005	12.130	0.014	12.131	0.011
7	15 56 03.5	+11 09 15.9	15.117	0.026	14.167	0.009	13.632	0.005	13.184	0.013	13.185	0.009
8	15 55 22.3	+11 10 53.6	13.920	0.024	13.108	0.007	12.689	0.009	12.330	0.015	12.334	0.011
3C 332	16 17 42.5	+32 22 34.3	- 11 M			4.1	11.2		÷	1.000		
1	16 17 34.9	+32 24 58.6	14.367	0.021	13.702	0.011	13.307	0.009	12.945	0.003	12.957	0.007
2	16 17 38.0	+32 25 59.0	14.742	0.022	14.155	0.012	13.780	0.009	13.413	0.006	13.429	0.008
3	16 17 48.3	+32 22 02.6	16.240	0.026	15.813	0.015	15.506	0.012	15.212	0.013	15.220	0.014
4	16 17 52.9	+32 20 57.1	15.554	0.024	15.023	0.012	14.662	0.010	14.320	0.009	14.337	0.011
5	16 17 59.4	+32 24 07.8	16.047	0.025	15.218	0.013	14.737	0.011	14.306	0.009	14.321	0.011
6	16 17 38.1	+32 24 41.0	16.339	0.024	15.676	0.013	15.278	0.011	14.910	0.008	14.921	0.012
Mrk 501	16 53 52.1	+39 45 36.2	10	1000	211	51	11111		- 12			
1 [2]	16 53 45.9	+39 44 10.4	13.540	0.003	12.598	0.003	12.082	0.003	11.613	0.001	11.613	0.001
2	16 53 28.6	+39 47 01.3	14.055	0.006	13.186	0.005	12719	0.006	12.297	0.005	12.299	0.006
3	16 54 18.0	+39 48 18.8	13.541	0.009	12.952	0.009	12.592	0.007	12.256	0.009	12.260	0.006
4	16 53 47.0	+39 43 11.3	15.977	0.021	15.313	0.012	14.926	0.010	14.572	0.011	14.574	0.014
5	16 53 58.5	+39 48 04.2	15.932	0.022	15.158	0.010	14.729	0.009	14.327	0.009	14.330	0.009
Mrk 504	17 01 07.7	+29 24 24.0	1.1									
1	17 01 20.4	+29 24 13.0	15,195	0.008	14.181	0.009	13.609	0.006	13.078	0.003	13.074	0.002
2	17 01 05.3	+29 26 14.1	16.527	0.024	15.895	0.017	15.475	0.012	15.059	0.010	15.062	0.011
3	17 01 07.6	+29 21 23.2	16.200	0.016	15.160	0.013	14.590	0.008	14.066	0.009	14.057	0.008
4	17 00 51.1	+29 22 36.7	15.921	0.015	15.053	0.011	14.567	0.010	14.125	0.009	14.125	0.008
5	17 01 18.1	+29 27 23.5	16.504	0.017	15.508	0.015	14.923	0.010	14.406	0.005	14.401	0.009
6	17 01 07 7	+29 21 01 1	14 733	0.010	13 984	0.011	13.550	0.008	13 158	0.006	13 156	0.005
7	17 01 14 4	+29 28 21 4	14.831	0.009	13 915	0.010	13.407	0.007	12.968	0.004	12.969	0.004
8	17 01 19 6	+29 25 02 3	14 395	0.013	13 777	0.010	13 399	0.007	13 043	0.005	13 042	0.004
Am 102 B	17 10 14 5	+48 58 49 6	14375	0.015	1.5.111	0.010	15077	0.007	10.010	0.000	15,6 12	0.001
A	17 18 53 4	+48 59 14 0	14 348	0.012	13 785	0.607	13 429	0.005	13 097	0.008	13 101	0.017
	17 19 10 0	+48 59 15 4	14 936	0.014	14 375	0.009	14.032	0.008	13 775	0.000	13 730	0.018
2	17 19 00 2	+49 00 44 6	15 050	0.019	15 220	0.012	14 801	0.000	14.420	0.001	14 422	0.010
2	17 19 00.2	+48 50 44 7	16 131	0.016	15 400	0.011	15 126	0.000	14 793	0.011	14 789	0.070
5	17 10 22 6	+48 56 18 4	14 761	0.010	13.007	0.000	13 324	0.009	12 806	0.000	12 806	0.018
6	17 19 12.0	148 55 45 1	14.035	0.014	14 202	0.009	13,000	0.006	12 567	0.009	12 560	0.018
151921-64	18 21 57 2	+64 20 26	14.323	0.014	17.1.72	0.009	13.505	0.000	13.307	0.009	13.309	0.010
12 1021T04	10 21 37.2	164 20 30	14 140	0.019	12 214	0.011	13 920	0.005	12.419	0.000	17.472	0.000
1	10 22 00.4	164 22 01.2	16.244	0.016	15,514	0.011	14.041	0.000	14.402	0.009	14 500	0.009
1 2 Vez	18 22 02.6	+64 22 27 6	10.394	0.030	13.436	0.019	14.541	0.008	14.475	0.013	14.00	0.014
2 Var	18 22 17.2	T04 23 37.5	15./84	0.034	13.0/3	0.025	12.022	0.017	12,218	0.01/	12.14	0.010
3	18 21 34.3	+04 19 03.4	13.629	0.022	14.432	0.013	13./21	0.00/	13.138	0.011	13.143	0.010
4	18 21 37.2	+64 20 09.1	16.520	0.036	15.576	0.019	15.046	0.011	14.560	0.017	14.563	0.013
Таблица 2 (продолжение)

F		<u> </u>	T	-					10	11	12	13
	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	15 438	0.031
5	18 21 52.2	+64 21 56.3	14.694	0.021	15.055	0.015	15.175	0.017	15.414	0.028	10.785	0.010
7	18 21 33.4	+64 21 21.4	11.851	0.019	11.372	0.013	11.060	0.006	10.779	0.010	12 152	0.009
8	18 22 27.1	+64 21 17.2	13.357	0.019	12,799	0.012	12.450	0.006	12.146	0.009	11 911	0.010
E	18 21 57.8	+64 18 56.3	13.160	0.019	12.524	0.012	12.141	0.005	11.807	0.009	11.011	0.010
3C 390.3	18 42 09.0	+79 46 17.1	11.27	20.24	MILL	2.35	1.1.1.1			0.000	12 456	0.007
1	18 43 22.0	+79 45 05.5	14.839	0.010	14.200	0.009	13.814	0.005	13.455	0.000	12 507	0.009
B	18 42 01.5	+79 47 35.9	14.989	0.013	14.282	0.011	13.875	0.006	13.305	0.000	12.914	0.011
D	18 41 29.6	+79 48 00.8	15.385	0.013	14.622	0.011	14.197	0.008	13.812	0.005	15 713	0.016
3	18 41 23.5	+79 44 22.0	16.648	0.026	16.000	0.017	15.600	0.012	13213	0.000	13 674	0.010
2	18 42 21.0	+ /9 50 42.4	15.312	0.013	14.526	0.012	14.083	0.008	13.070	0.009	13 754	0.010
0	18 42 01.4	+ 79 42 40.5	15.590	0.014	14.718	0.011	14.212	0.007	13.755	0.009	13 157	0.009
/	18 41 01.4	+79 41 50.0	14.500	0.012	13.889	0.011	13.302	0.007	12 752	0.007	12 752	0.008
8	18 43 05.1	+79 42 20.8	14.402	0.012	13.011	0.010	13.138	0.000	14 027	0.007	14 038	0.010
9	18 42 31.3	170 47 59 2	15.178	0.013	14.003	0.011	14.333	0.000	14.037	0.005	14.778	0.017
14	10 40 55.0	+70 47 02 6	16.000	0.024	15.136	0.013	13.223	0.013	14 701	0.014	14 792	0.011
	10 41 55.5	10 10 24 0	13.908	0.014	15.120	0.015	14.065	0.009	14.231	0.011	14.272	
1400 0014	10 42 52 7	10 17 24.0	14 761	0.022	12 002	0.010	12 402	0 072	12 052	0.015	13.056	0.012
3	10 42 33.7	10 19 41 7	12 095	0.022	12.062	0.010	12 527	0.023	12.035	0.015	12 079	0.014
2	19 42 30.9	-10 10 41.7	15 199	0.024	13.005	0.019	12 174	0.024	12 538	0.017	12 538	0.014
6	10 42 40.0	-10 10 41.0	15.100	0.030	14 320	0.020	13.174	0.025	12.336	0.017	13 438	0.015
0	10 42 10 8	-10 12 00 5	14 811	0.020	14.077	0.020	12 644	0.024	12 235	0.017	13 239	0.014
0	10 42 56 4	-10 10 09.5	15 376	0.02	13 044	0.020	13 135	0.024	12 409	0.017	12 403	0.014
Mrtr 509	20 49 09 8	-10 43 24 7	13.570	0.020	13.944	0.020	13.135	0.024	12400	0.010	11.105	
3	20 44 00 5	-10 43 03 7	13 597	0.014	13 040	0.014	12 738	0.011	12 441	0.008	12 444	0 009
1	20 44 11 2	-10 41 50 2	12 902	0.015	12 331	0.015	12 014	0.017	11 723	0.000	11 777	0.010
3	20 44 15 1	-10 44 40 0	15 133	0.021	14 481	0.019	14 116	0.014	13 788	0.013	13 788	0.015
4 Var	20 43 58.7	-10 41 35 4	14.803	0.030	13 836	0.074	13 276	0.016	12 758	0.014	12755	0.017
5	20 44 10.7	-10 39 20.6	13.048	0.015	12.465	0.015	12 110	0.012	11 764	0.010	11.766	0.010
6	20 43 59.2	-10 47 40.8	12.981	0.017	13.215	0.016	13.332	0.014	13.477	0.012	13.487	0.013
OX 169	21 43 35.6	+17 43 48.5				0.010		0.011		0.012	101101	
2	21 43 33.9	+17 45 57.8	15.442	0.003	14.566	0.011	14.070	0.012	13.651	0.007	13.655	0.008
1	21 43 35.5	+17 43 11.0	14.604	0.009	13.976	0.013	13.600	0.013	13.285	0.008	13.287	0.011
3	21 43 36.0	+17 45 08.3	16.131	0.009	15.062	0.014	14.456	0.014	13.964	0.008	13.961	0.011
4	21 43 32.0	+17 46 55.7	15.666	0.011	14.780	0.016	14.288	0.014	13.870	0.011	13.873	0.010
6	21 43 17.1	+17 43 03.8	15.428	0.012	14.256	0.014	13.563	0.013	12.978	0.009	12.976	0.009
7	21 43 45.4	+17 44 48.9	16.167	0.012	15.542	0.015	15.140	0.013	14.776	0.015	14.781	0.014
9	21 43 21.0	+17 45 55.3	15.073	0.009	13.746	0.013	13.052	0.013	12.438	0.010	12.433	0.010
BL Lac	22 02 43.3	+42 16 40.0		in the	21							
21 [2]	22 02 40.1	+42 17 12.4	15.185	0.013	14.280	0.008	13.753	0.014	13.313	0.015	13.313	0.015
3	22 02 33.4	+42 14 25.6	15.523	0.021	14.457	0.013	13.812	0.016	13.272	0.017	13.273	0.017
7	22 02 51.5	+42 15 31.1	17.369	0.057	16.161	0.023	15.396	0.017	14.710	0.020	14.705	0.019
12	22 02 45.5	+42 16 35.8	14.636	0.019	12.928	0.011	11.957	0.015	11,107	0.017	11.098	0.016
16	22 02 32.7	+42 16 47.6	15.760	0.021	14.456	0.010	13.705	0.015	13.048	0.016	13.043	0.016
17	22 02 36.0	+42 16 53.9	16.404	0.023	15.583	0.014	15.070	0.016	14.605	0.018	14.604	0.019
19	22 02 46.4	+42 16 56.2	16.931	0.041	15.964	0.024	15,370	0.020	14.856	0.021	14.863	0.024
20	22 02 30.8	+42 17 10.2	14.034	0.015	13.423	0.010	13.046	0.015	12.697	0.016	12.694	0.016
25 Var	22 02 53.6	+42 17 46.9	14.326	0.021	13.288	0.013	12.666	0.017	12.146	0.017	12.146	0.017
31	22 02 39.1	+42 19 54.2	17.690	0.075	16.340	0.026	15.550	0.021	14.832	0.019	14.823	0.021
1000				1000		1000						

Таблица	2 (окончание
	- 1	

	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Akn 564	22 42 39 5	+29 43 30.0										
13	22 42 32.1	+29 45 26.8	15.723	0.010	15.058	0.007	14.676	0.006	14.329	0.008	14.333	0.009
0	22 42 55.4	+29 41 36.1	12.364	0.018	11.979	0.014	11.743	0.012	11.532	0.014	11.535	0.016
1	22 42 48.4	+29 45 24.9	13.959	0.016	13.456	0.013	13.147	0.010	12.865	0.013	12.866	0.015
2	22 42 27.5	+29 39 42.5	14.422	0.018	13.791	0.013	13.427	0.012	13.100	0.014	13.106	0.017
3	22 42 29.6	+29 42 28.8	15.709	0.022	14.773	0.015	14.264	0.012	13.828	0.014	13.828	0.017
5	22 42 54.2	+29 46 35.5	14.799	0.020	14.291	0.015	13.973	0.011	13.685	0.014	13.689	0.017
7	22 42 45.8	+29 39 11.2	14.500	0.018	13.889	0.013	13.529	0.012	13.208	0.014	13.209	0.016
8	22 42 22.5	+29 43 32.6	14.565	0.017	13.969	0.012	13.600	0.012	13.252	0.014	13.253	0.014
9	22 43 00.3	+29 48 09.9	14.880	0.017	14.302	0.014	13.938	0.011	13.593	0.014	13.598	0.017
10	22 42 21.1	+29 45 25.0	15.243	0.020	14.569	0.014	14.185	0.012	13.832	0.014	13.833	0.015
11	22 42 39.2	+29 49 29.3	14.591	0.018	14.045	0.014	13.716	0.012	13.409	0.014	13.416	0.015
12 var?	22 42 35.1	+29 45 37.6	15.423	0.021	14.762	0.015	14.385	0.013	14.056	0.016	14.061	0.020
NGC 7469	23 03 15.8	+08 52 25.9		1	-			1.40	1		10.00	
1	23 03 31.3	+08 52 00.3	13.299	0.011	12.671	0.006	12.284	0.014	11.945	0.014	11.945	0.014
2	23 03 09.7	+08 55 29.2	12.139	0.014	10.913	0.010	10.285	0.018	9.743	0.016	9.740	0.016
3	23 02 50.0	+08 51 32.6	13.879	0.014	13.141	0.010	12.706	0.016	12.295	0.017	12.293	0.016
4	23 03 27.3	+08 51 16.4	14.229	0.014	13.538	0.008	13.133	0.015	12.784	0.015	12.784	0.015
5	23 03 41.7	+08 53 36.4	13.963	0.014	13.264	0.008	12.854	0.015	12.490	0.015	12.488	0.015
6	23 03 31.7	+08 54 36.6	14.358	0.014	13.325	0.008	12.708	0.014	12.196	0.015	12.198	0.015
7	23 03 18.0	+08 47 58.1	15352	0.014	14.657	0.012	14.238	0.016	13.860	0.017	13.862	0.017
8	23 03 30.8	+08 54 16.3	12.838	0.014	12.028	0.008	11.582	0.015	11.213	0.015	11.215	0.015
9	23 03 15.0	+08 47 17.6	15.464	0.022	14.337	0.013	13.638	0.016	13.045	0.015	13.041	0.016
NGC 7603	23 18 56.6	+00 14 36.5	224			-	-		-		100	
1	23 19 06.1	+00 18 15.9	14.583	0.019	13.686	0.010	13.194	0.009	12.777	0.003	12.780	0.003
2	23 19 13.9	+00 14 38.1	15.619	0.026	14.926	0.020	14.505	0.019	14.117	0.020	14.115	0.019
3	23 19 00.4	+00 20 03.1	15.354	0.028	14.797	0.017	14.463	0.015	14.154	0.024	14.160	0.026
4	23 18 47.5	+00 10 33.5	15.140	0.025	14.473	0.016	14.093	0.016	13.751	0.012	13.752	0.018
6	23 18 46.5	+00 18 51.9	15.443	0.025	14.659	0.020	14.230	0.019	13.851	0.014	13.854	0.012

звезды в поле данной галактики, и она указывает ссылку на литературный источник, откуда были взяты исходные B, V, Rc, Icзвездные величины. Примечание *var* относится к переменным звездам, которые были обнаружены нами. 2. Координаты звезды, взятые нами из интерактивной программы Aladin в пакете SIMBAD. 3. Средняя звездная величина звезды в фильтрах B, V, Rc, Ic. Поскольку наш фильтр R1 близок к фильтру I в системе Кузинса, то мы получили две различные версии звездных величин Ic: одна система определялась по наблюдениям в фильтре R1 и соответствующая колонка в табл.2 обозначена как IcI, а другая система Ic величин получена из наблюдений в фильтре I и соответствующая колонка в табл.2 обозначена как Ic2. Можно легко убедиться, что колонки Ic1 и Ic2 дают почти совпадающие значения, что свидетельствует о правильности работы наших уравнений трансформации. Стандартные уклонения, помещенные в табл.2, включают не только все типы неопределенностей плюс дополнительные ошибки, полученные эмпирически и подробно обсуждаемые в первой части работы [1], но и ошибки калибровки главных звезд сравнения, упомянутые в разделе 2. Все ошибки складывались как квадраты. Для звезд ярче 14 зв. величины типичные неопределенности составляют: $\sigma \approx 0.012$ в фильтре *B*, $\sigma \approx 0.010$ в фильтрах *V*, *Rc* и $\sigma \approx 0^{m}.011$ в фильтре *Ic*.

В табл.3 дается кросс-идентификация обозначений звезд, используемых нами, а также используемых в ранее опубликованных работах других авторов.

Таблица З

КРОСС-ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОБОЗНАЧЕНИЙ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД, ИЗУЧЕННЫХ НАМИ, А ТАКЖЕ ПРЕДСТАВЛЕННЫХ В ОПУБЛИКОВАННЫХ РАНЕЕ РАБОТАХ ДРУГИХ АВТОРОВ

Поле	Звезда	Другое обознач.	Поле	Звезда	Другое обознач.
W Com	D	D [3]	Mrk 501	1	4 [2], 1 [10]
W Com	A	A [3]	Mrk 501	2	2 [10]
W Com	C1	C1 [3]	Mrk 501	4	2 [2], 4 [10]
3C 273	2	2 [2], E [5]	Mrk 501	5	16 [2], 3 [10]
3C 273	1	1 [2]	3C 390.3	1	. 1 [11]
3C 273	4	4 [2], B'[5], B*[6]	3C 390.3	В	B [11]
3C 273	5	5 [2]	3C 390.3	D	D [11]
3C 273	6	6 [2], G [5,6]	Mrk 509	1	D [5]
3C 273	8	8 [2]	Mrk 509	2	B [5]
3C 273	1N	C [5,6]	Mrk 509	3	A [5]
3C 273	2N	11 [2], D [5,6]	Mrk 509	4	C [5]
3C 279	1	9 [2], 5 [7]	Mrk 509	5	G [5]
3C 279	3	10 [2], 3 [7]	BL Lac	21	21 [2], C [3,12]
3C 279	4	13 [2], S [7]	BL Lac	3	3 [2]
3C 279	8	5 [2]	BL Lac	7	7 [2]
Mrk 279	B	B [8]	BL Lac	12	12 [2], B [3,12]
Mrk 279	Α	A [8]	BL Lac	16	16 [2], H [3,12]
Mrk 279	С	C [8]	BL Lac	17	17 [2], K [3,12]
Mrk 279	D	D [8]	BL Lac	19	19 [2]
NGC 5548	2	1 [6,9]	BL Lac	20	20 [2]
NGC 5548	3	2 [6]	BL Lac	25	25 [2]
PKS 1510-089	5	1 [2], 6 [7]	BL Lac	31	31 [2]
PKS 1510-089	1	5 [2]	Akn 564	13	13 [13]
PKS 1510-089	2	11 [2], 2 [7]	Akn 564	12	12 [13]
PKS 1510-089	3	2 [2], 3 [7]	NGC 7469	1	4 [6]
PKS 1510-089	4	3 [2], 5 [7]	NGC 7469	5	3 [6]
PKS 1510-089	6	4 [2]	NGC 7469	8	C3 [14]
PKS 1510-089	7	14 [2]	NGC 7469	2	2 [6], C2[14]

4. Сравнение с другими данными. Ниже мы обсуждаем те звезды из табл.2, для которых имеются измерения звездных величин, опубликованные другими авторами.

4.1. W Com. Для этой области мы использовали наблюдения с 17.02.2002

по 19.06.2003. За это время в течение 14 ночей было получено 50 изображений в каждом фильтре. Главная звезда D была калибрована относительно главных звезд в полях S5 0717+71 (8 общих ночей). ОЈ 287 (4 ночи), 3С 273 (5 ночей), NGC 3227 (9 ночей), NGC 3516 (9 ночей), NGC 4051 (10 ночей) и NGC 4151 (11 ночей). Нами были выбраны 5 звезл в качестве кандилатов в звезды сравнения. Однако звезда 5 оказалась переменной с амплитудой, составившей в инструментальной системе $\Delta b = 0^{m}.77$, $\Delta v = 0^{m}.51$, $\Delta r = 0^{m}.40$, $\Delta r l = 0^{m}.33$ M $\Delta i = 0^{\rm m}.30$ Вычисленные нами звездные величины звезды А хорошо согласуются с данными из работ [3] и [4]. Разности между нашими данными в фильтрах В. R для звезды D и данными из работ [3,4] составляют -0^m.103 и -0^т.129, соответственно, а разности в полосах В, V для звезды С1 составили -0.065 и +0.053 (разности всегда берутся нами как "наши зв. величины минус зв. величины других авторов"). Следует подчеркнуть. что ошибки в фильтрах B, V, данные в [3,4] для звезды D, составляют 0^m.05 и 0^m.04, а для звезды C1 - 0^m.05 и 0^m.12, соответственно. Эти ошибки значительно больше тех, что получились у нас. Так что только в одном случае (звезда D, фильтр R) разность находится на уровне 3 о, а во всех других случаях различие находится в пределах указанных ошибок.

4.2. ЗС 273. В этой области мы проанализировали 112 изображений в каждом фильтре, полученных в течение 28 ночей за время с 08.01.2002 по 01.06.2003. Звезда 2 с величинами, взятыми из работы Гонзалеса-Переса и др. [2], была использована для калибровки других звезд. Мы измерили 7 звезд, общих со звездами из [2]. Звезда 8 показала большое отличие в звездных величинах в фильтрах V и Ic. $\Delta V = -0^m .099$ и $\Delta Ic = -0^m .120$, а звезда 11 (в нашем обозначении звезда 2N) показала разности в фильтрах V. Rc. Ic. равные 0^m.056, 0^m.064 и 0^m.056. Если исключить V. Ic величины для звезды 8, то средняя разность составит -0^m.002, -0^m.027, -0^m.005 и -0^т.022 в В, V, Rc, Ic фильтрах. Пять наших звезд являются также общими со звездами, измеренными в [5]. Их оценки хорошо согласуются с нашими, а средняя разность звездных величин составляет -0^m.016, +0^m.006, -0^m.030 и -0^m.031 в B, V, Rc, Ic фильтрах, соответственно. Кроме того, звезды 2, 4, 6, 1N и 2N являются общими со звездами из работы Пенстона и др. [6]. Разности между нашими звездными величинами и данными из работы [6] в В, V фильтрах меньше 1 стандартного отклонения.

4.3. 3С 279. Мы анализировали только 12 изображений в каждом фильтре, которые были получены в течение 3 ночей: 3, 26 февраля 2003 и 3 апреля 2004. Мы выбрали 6 звезд в качестве кандидатов в звезды сравнения. Четыре звезды были общими со звездами из работы [2]. Из них звезда 1 со звездными величинами, взятыми из [2] (в их обозначении это звезда 9), была использована для калибровки как главная звезда. Две другие звезды (3 и 8) показали довольно значительные расхождения в звездных величинах с нашими оценками. Так, для звезды 3 мы имеем разности $\Delta B = -0^{m}.078$, $\Delta V = -0^{m}.050$, $\Delta Rc = -0^{m}.079$ и $\Delta Ic = -0^{m}.116$, а для звезды 8 мы получили $\Delta B = -0^{m}.101$, $\Delta V = -0^{m}.051$, $\Delta Rc = -0^{m}.027$, $\Delta Ic = -0^{m}.053$. Четвертая общая звезда (в нашем обозначении - звезда 4) показала очень большую переменность в течение трех ночей с амплитудой $\Delta b = 0^{m}.93$, $\Delta v = 0^{m}.70$, $\Delta r = 0^{m}.44$, $\Delta r I = 0^{m}.36$ $\Delta i = 0^{m}.38$. Переменность этой звезды ранее была отмечена Гонзалесом-Пересом и др. [2] (в их обозначении это звезда 13).

Три наших звезды (1, 3 и 4) являются также общими со звездами из работы Райтери и др. [7]. Эти авторы еще раньше обнаружили, что звезда 4 является переменной звездой с большой амплитудой и назвали ее "Simona". Две другие звезды (1 и 3) находятся в разумном согласии с данными из [7], на уровне 1 о ошибки в *B*, *V*, *Rc* полосах.

4.4. Mrk 279. Это поле мы наблюдали с 08.02.2002 по 23.11.2003. Было получено 193 изображения в каждом фильтре за 46 ночей. Главная звезда В была калибрована относительно главных звезд в полях S5 0717+71 (5 общих ночей), Mrk 501 (8 ночей), BL Lac (8 ночей), NGC 3227 (13 ночей), NGC 3516 (15 ночей), NGC 4051 (21 ночь), NGC 4151 (24 ночи) и NGC 5548 (26 ночей). Мы отобрали 6 кандидатов в звезды сравнения и не нашли среди них переменных звезд. Четыре звезды оказались общими со звездами из работы Бачева и др. [8]. Можно отметить хорошее согласие (в пределах 1 стандартного уклонения) между нашими величинами и данными из [8].

4.5. NGC 5548. Наблюдения проходили в интервале с 05.01.2002 по 24.11.2004. Мы проанализировали 582 изображения в каждом фильтре, полученные за 136 ночей. Мы отобрали 5 звезд в качестве звезд сравнения. Главная звезда 2 (=1 в обозначении из работ [6,9]) была калибрована относительно главных звезд в полях ОЈ 287 (11 общих ночей), 3С 273 (23 ночи), Mrk 501 (19 ночей) и BL Lac (10 ночей). Наша калибровка звезды 2 очень хорошо согласуется с данными в *B*, *V* фильтрах из работы Пенстона и др. [6] и с *Rc*, *Ic* величинами из работы Романишина и др. [9]. Наши *B*, *V* величины звезды 3 незначительно (на 4 и 5%, соответственно) отличаются от данных из работы [6].

4.6. PKS 1510-089. Мы анализировали 25 изображений в каждом фильтре, полученных за 5 ночей наблюдений с 23 апреля по 16 мая 2002г. Звезда 5 с величинами, взятыми из [2], была использована для калибровки. Мы выбрали 7 звезд в качестве звезд сравнения. Все они общие со звездами из работы [2]. Имеется довольно хорошее согласие звездных величин, полученных нами, и данных из работы [2]. Исключение составляют только звезда 2, для которой в Rc, Ic фильтрах отмечено расхождение в 7%, и звезда 6 в В-полосе, где различие достигает 15%. Особенно хорошее согласие показывают звезды 1, 4, 7. Средние разности равны: $\Delta B = -0^{m}.004$, $\Delta V = 0^{m}.005$, $\Delta Rc = -0^{m}.016$ и $\Delta Ic = -0^{m}.006$. Четыре звезды являются общими со звездами из работы Райтери и др. [7]. Имеется довольно большое расхождение между нашими величинами в фильтрах *B*, *V* и оценками из работы [7] (в среднем на 8-9%), однако согласие в звездных величинах в полосе *Rc* очень хорошее.

4.7. Mrk 501. Мы проанализировали 143 изображения в каждом фильтре, полученные за 36 ночей в интервале с 02.04.2004 по 03.10.2004. Мы выбрали 5 звезд в качестве звезд сравнения, 3 из них оказались общими со звездами из работы [2]. Звезда 1 с величинами, взятыми из [2], была использована как главная звезда для калибровки. Звезда 4 показала хорошее согласие с данными из [2]. Наши звездные величины звезды 5 в фильтрах *B*, *V* на 7 и 5% слабее, чем оценки из Гонзалеса-Переса и др. [2], хотя в полосах *Rc*, *Ic* согласие очень хорошее. Четыре звезды являются общими со звездами из Виллаты и др. [10]. Наши звездные величины на 7% ярче в полосе *Rc* для звезды 2; на 7% ярче в полосе *B* для звезды 7 и на 7-8% ярче в фильтрах *V*, *Rc* для звезды 5, чем это представлено в работе [10].

4.8. ЗС 390.3. Эту область мы наблюдали с 04.02.2002 по 24.11.2003 и в течение 91 ночи наблюдений мы получили 322 изображения в каждом фильтре. Главная звезда 1 была калибрована относительно главных звезд в полях I Zw 1 (12 общих ночей), 3C 66 A (6 ночей), Mrk 501 (10 ночей), BL Lac (24 ночи), NGC 6940 (2 ночи), NGC 3516 (26 ночей), NGC 4051 (28 ночей), NGC 4151 (29 ночей) и NGC 5548 (35 ночей). Мы выбрали 11 звезд в качестве звезд сравнения и не нашли среди них переменных звезд. Звезды 1, В и D оказались общими со звездами, данные о которых опубликованы в работе Дитриха и др. [11]. Звезды показали хорошее согласие в полосах *B*, V (~2-3%), однако большое и необъяснимое расхождение выявилось в полосе Rc (22-25%) и значительно меньшее в полосе Ic (8-11%).

4.9. Mrk 509. Это поле мы наблюдали с 22.05.2002 по 23.11.2003. В течение 59 ночей было получено и проанализировано 233 изображения в каждом фильтре. Главная звезда 2 была калибрована относительно главных звезд в полях I Zw 1 (11 общих ночей), Mrk 501 (9 ночей), BL Lac (18 ночей), NGC 3516 (11 ночей), NGC 4051 (16 ночей), NGC 4151 (18 ночей) и NGC 5548 (20 ночей). Мы отобрали 6 звезд в качестве кандидатов в звезды сравнения. Переменных среди них не было обнаружено. Эту область ранее исследовали Хамуи и Маза [5] и оказалось, что у нас 5 общих звезд. Мы нашли, что средняя разность звездных величин по пяти звездам составляет -0^m.101, -0^m.096, -0^m.087

и $-0^{m}.060$ в *B*, *V*, *Rc* и *Ic* полосах, соответственно, т.е. наши звездные величины были всегда ярче, чем величины из работы [5]. Наибольшее расхождение получилось для звезды 4, которая, согласно нашим исследованиям, является переменной. Мы предположили, что между нашими величинами и данными из [5] существует разница в нульпункте, которая может составлять $0^{m}.073$, $0^{m}.071$, $0^{m}.062$ и $0^{m}.046$ в *B*, *V*, *Rc*, *Ic* полосах. Коррекция данных Хамуи и Маза за различие в нуль-пункте существенно сблизила наши оценки, и средняя разность (без учета звезды 4) составила $-0^{m}.005$, $-0^{m}.003$, $-0^{m}.001$ и $0^{m}.000$ в *B*, *V*, *Rc*, *Ic* полосах, соответственно.

4.10. BL Lac. Мы проанализировали 182 изображения, полученных в каждом фильтре в течение 48 ночей с 03.07.2002 по 30.12.2003. Мы выбрали 10 звезд в качестве кандидатов в звезды сравнения. Данные по всем этим звездам есть также и в работе Гонзалеса-Переса и др. [2]. Звезда 21 с величинами, взятыми из [2], была выбрана как главная звезда для калибровки. Используя статистику χ^2 , мы нашли, что звезда 25, возможно, является низкоамплитудной переменной звездой. Средние разности по 9-и звездам между нашими оценками и звездными величинами из работы [2] равны 0^m.008, 0^m.013, -0^m.005 и 0^m.017 в B, V, Rc, Ic фильтрах. Хотя наши величины для звезды 25 находятся в хорошем согласии с данными из работы [2], это, однако, не противоречит нашему подозрению о переменности этой звезды.

Кроме того, 4 звезды из нашего списка ранее наблюдались Смитом и др. [12]. Согласно их данным, эти звезды систематически и существенно ярче, чем оценки из [2]. Этот факт был отмечен и авторами работы [2]. Средние разности между нашими данными и оценками из работы [12] по 4 звездам составляют 0^m.109, 0^m.132, 0^m.096 и 0^m.117 в B, V, Rc, Ic полосах, соответственно. Те же самые 4 звезды были измерены Фьоруччи и Тости [3] в V, Rc, Ic фильтрах. Согласие наших данных с данными из работы [3] гораздо лучше, чем с данными из работы [12]. Средние разности между нашими оценками и оценками из работы [3] равны 0^m.054, -0^m.006 и 0^m.002 в V, Rc, Ic.

4.11. Аки 564. Эту область мы наблюдали с 06.01.2002 по 24.11.2003. Мы получили по 460 изображений в каждом фильтре в течение 107 ночей наблюдений. Главная звезда 13 была калибрована относительно главных звезд в полях I Zw 1 (21 общая ночь), 3С 66 А (8 ночей), OJ 287 (6 ночей), BL Lac (32 ночи), NGC 6940 (4 ночи), NGC 3516 (16 ночей), NGC 4051 (22 ночи), NGC 4151 (28 ночей), NGC 5548 (27 ночей) и NGC 7469 (40 ночей). Мы выбрали 12 звезд в качестве кандидатов в звезды сравнения. Фотометрия двух из них (звезды 12 и 13) ранее была представлена Шеммером и др. [13]. Для этих звезд в

В, Rc и Ic фильтрах мы обнаружили большие различия данных из работы [13] с нашими оценками. Например, для звезды 13 разности звездных величин равны: $\Delta B = -0^{m}.617$, $\Delta V = -0^{m}.032$, $\Delta Rc = -0^{m}.104$ и $\Delta Ic = -0^{m}.697$, а для звезды 12 - $\Delta B = -0^{m}.587$, $\Delta V = -0^{m}.008$, $\Delta Rc = -0^{m}.085$, $\Delta Ic = -0^{m}.669$. Мы считаем, что в работе [13] присутствует ошибка, или опечатка в B, Rc и Ic величинах этих звезд. Звезда 12, согласно нашим наблюдениям, заподозрена в слабой (низкоамплитудной) переменности.

4.12. NGC 7469. Эту область мы наблюдали с 06.01.2002 по 02.01.2004. Было получено по 756 изображений в каждом фильтре в течение 89 ночей. Главная звезда 1 была калибрована относительно главных звезд в полях I Zw 1 (20 общих ночей), 3С 66 A (12 ночей), BL Lac (23 ночи). Было выбрано 9 звезд в качестве кандидатов и не было найдено переменных среди них. Три звезды были общими со звездами, измеренными Пенстоном и др. [6], и B и V фотометрия этих звезд согласуется в пределах 1-4% с нашей. Две зведы (2 и 8) ранее были калиброваны Лютым [14] и согласие с нашими данными заключается в пределах 1-2% в B и V полосах.

5. Заключение. В этой работе мы представили *B*, *V*, *Rc*, *Ic* фотометрию 145 звезд в окрестностях 22 активных ядер галактик с прямым восхождением от 12 до 24 часов. Из них 14 объектов являются сейфертовскими галактиками, 3 квазара и 5 объектов типа BL Lac. Звездные величины наблюдаемых звезд покрывают область от V=11 до V=17. Типичная неопределенность для звезды V=14 составляет около 0^m.01. Для калибровки звезд мы широко использовали вторичные стандарты в звездных полях вокруг AGN, опубликованные в работе Гонзалеса-Переса и др. [2]. Для большей части звезд в окрестностях сейфертовских галактик *B*, *V*, *Rc*, *Ic* фотометрия не была опубликована ранее. В исследованных звездных полях мы нашли довольно много переменных звезд. Этот проект будет продолжен и расширен за счет включения новых активных ядер галактик, включения новых звезд в уже исследованных полях и, возможно, будут уточнены некоторые наши теперешние оценки.

Эта работа была поддержана грантом Американского Фонда Гражданского Исследования и Развития (CRDF) № UP1-2549-CR-03 и грантом Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) № 03-02-17123.

- Россия, e-mail: doroshen@sai.crimea.ua
- ² Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

¹ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,

В.Т.ДОРОШЕНКО И ДР.

BVRI CCD-PHOTOMETRY OF COMPARISON STARS IN THE FIELDS OF ACTIVE GALAXIES. II

V.T.DOROSHENKO¹, S.G.SERGEEV², N.I.MERKULOVA², E.A.SERGEEVA², Yu.V.GOLUBINSKY², V.I.PRONIK², N.N.OKHMAT²

We present results of CCD *BVRI* observations of 145 comparison stars in the fields of 14 bright Seyfert galaxies, 3 QSO, and 5 BL Lac objects with right ascension from 12 to 24 hours. The stellar magnitudes of observed stars cover the range from V=11 to V=17. Typical photometric uncertainty of the measured stars brighter than V=14 is about 0^m.01. *BVRcIc* magnitudes of most of stars have never been published before. Finding charts with the field of view about 14'x 14' are also presented. These results can be used for differential photometry of AGNs in *B*, *V*, *Rc*, *Ic* bands.

Key words: Extragalactic astronomy - AGN:comparison stars:optical photometry

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова и др., Астрофизика, 48, 191, 2005.
- 2. J.N.González-Pérez, M.Kidger, F.Martín-Luis, Astron. J., 122, 2055, 2001.
- 3. M.Fiorucci, G.Tosti, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 116, 403, 1996.
- 4. G.Tosti, M.Fiorucci, M.Luciani et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 130, 109, 1998.
- 5. M. Hamuy, J. Maza, Astron. J., 97, 720, 1989.
- 6. M.J.Penston, M.V.Penston, A.Sandage, Publ. Astron. Soc. Pacif., 83, 783, 1971.
- 7. C.M.Raiteri, M.Villata et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 130, 495, 1998.
- 8. R.Bachev, A.Strigachev, V.Dimitrov, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 147, 175, 2000.
- 9. W.Romanishin, T.J.Balonek, R.Ciardullo et al., Astrophys. J., 455, 516, 1995.
- 10. M.Villata, C.M.Raitery, L.Lanteri et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 130, 305, 1998.
- 11. M.Dietrich, B.M.Peterson, P.Albrecht et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 115, 185, 1998.
- 12. P.S.Smith, T.J.Balonek, P.A.Heckert, R.Elston, G.D.Schmidt, Astron. J., 90, 1184, 1985.
- 13. O.Shemmer, P.Romano, R.Bertram et al., Astrophys. J., 561, 162, 2001.
- 14. В.М.Лютый, Астрон. ж., 49, 930, 1972.

ВVRI - ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД. II



Рис.1а. Поисковые карты для AGN с отождествлением звезд сравнения. Север наверху, восток слева на всех картах. Размер полей на картах около 14'х 14'. Карты получены из Службы Обзора Неба (DSS) из пакета SIMBAD. Активные галактики отмечены двойной черточкой.



Рис. 1b. Поисковые карты - продолжение.



Рис.1с. Поисковые карты - продолжение. Нумерация звезд в окрестности BL Lac взята из работы Гонзалеса-Переса и др. [2].



Рис.1d. Поисковые карты - последняя часть.

* 382

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.316

INFRARED PROPERTIES OF LATE - TYPE STARS PROVIDED BY THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. THE NATURE OF THE RED OBJECTS

K.S.GIGOYAN¹, N.MAURON², M.AZZOPARDI³, D.RUSSEIL³ Received 11 August 2004 Accepted 25 March 2005

Using modern astronomical databases, particularly 2MASS All - Sky Data Release Point Source Catalog and USNO-B1.0 catalog, we investigate the properties of about 840 FBS red stars in order to clarify their nature. We use and analyse their JHK 2MASS photometry, together with the *R*-band magnitudes and the proper motions provided by USNO - B1.0. Approximately 70% of all objects appear to be Asymptotic Giant Branch stars, 18% are giants, and close to 12% are objects with detectable proper motions, allowing to consider them as dwarf M-type stars. When plotted in a J - K versus R - K colour-colour diagram, one finds that objects with proper motions are well separated into a narrow belt.

Key words: stars: infrared colours - stars: proper motions

1. Introduction. In this paper we continue the investigation of the late - type stars provided by the First Byurakan Spectral Sky Survey (FBS) [1-6]. These are either of M-type (oxygen-rich) or C-type (carbon-rich) late-type stars. This survey was carried out by Markarian and associates in the years 1965-1980 using a Schmidt telescope and an objective-prism, and covers more than 17000 sq. degrees of the Northern Sky [7]. Information about FBS and the description of the spectroscopic criteria for selecting M-type and C-type stars on the survey plates have been given in a series of early papers [1-6]. In these works we also presented analysis devoted to the faint C and M-type stars and discussed the current status of investigations of such objects at high Galactic latitudes. It deserves to note a specially the recent paper by Downes and collaborators [8], where 251 Faint High-Latitude Carbon Stars (FHLCs) were discovered as part of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS).

In our previous paper [9] concerning a sub-sample of FBS late-type stars (lists XI and XII [3,4], 142 object), we presented the infrared properties using USNO-A2.0 [10] database and the 2MASS 2nd Incremental Data Release which did not cover the whole sky at that time. The main result was that by only using photometric data we could found three families among the FBS red objects. After analysis of this subsample of FBS red objects, it was found plausible that some of objects belong to the thick disk of the Galaxy or to its Halo [9].

The purpose of the present paper is to consider the full sample (instead of a sub-sample) of all the M and C stars found in the FBS survey [1-6]. We wish to re-examine their infrared properties, to re-examine the diagram presented in paper [9], and to try to clarify their nature, including the M and C-type stars and candidates. The main novelty is that we shall use now the more recent catalog USNO-B1.0 [11] (http://cdweb.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=I/284) and the final 2MASS All-Sky Data Release Point Source Catalog (PSC) (http:// irsa.i pac.caltech.edu). Hereafter, these catalogs will be abbreviated as "2MASS" and "USNO-B1.0" for simplicity.

2. The Sample Of Red Objects. Our search on FBS survey plates yielded about 867 red stars. They are: 744 M-type stars, 7 M star candidates, 31 N-type carbon star, 46 R-type carbon stars, 35 R-type and 4 N-type carbon star candidates [1-6]. To re-build the diagrams between various colour indices, in a similar way to what is done in our previous paper [9], we first had to retrieve the USNO - B1.0 and 2MASS data for all detected objects.

3. Exploitation Of The 2MASS and USNO-B1.0 data. Our sample of 867 red objects [1-6] was cross-correlated to the 2MASS and the USNO-B1.0 catalogs, with the goal of obtaining for each object the 2MASS JHK photometry and the USNO-B1.0 data, comprising the POSSI - B1 and R1 magnitudes, the POSSII - B2 and R2 magnitudes the, near-infrared I magnitude and the proper motions in alpha and delta [11]. As a first step, we used a 5 arcsecond radius for searching counterparts around the coordinates of the FBS objects. These coordinates, for all objects, were determined for epoch B1950 from the Palomar Observatory Digitized Sky Survey (POSSI Survey or DSS1) (http://skyview.gsfc.nasa.gov/) and also transformed to epoch J2000. To be more certain on the identity of a given object, we used coordinates for both epochs (B1950 and J2000) to search into the USNO - B1.0 database. We found confirmation of detectable proper motion ($\mu > 40$ mas/yr) for a significant number of FBS red stars.

After the first step using a 5 arcsecond search radius, we had 77 objects without any 2MASS JHK photometry, and inconsistent data or no data at all for about 50 objects in the USNO-B1.0 database (using coordinates for B1950 and also transformed for epoch J2000 and used in IPAC Caltech database).

In the second step, we increased the radius of search in USNO-B1.0 database to up to 30 arcseconds. We extracted the corrected values of positions for J2000 for about 50 objects, after taking into consideration the proper motions given in USNO-B1.0 database [11]. These new values of positions for epoch J2000 were used in the 2MASS database to retrieve the JHK photometry of objects that had no 2MASS data after the first step. For

INFRARED PROPERTIES OF STARS

the following objects, FBS 0250+167 (M6-M7), FBS 0414+049C (N)?, FBS 0423+009C (N)?, FBS 0919-031 (M8-M9), FBS 1116+234 (M8-M9), FBS 1130-103C (N), FBS 1151-057 (M8-M9), and FBS 1358-070M?, which were presented as long-period Mira type variable candidates in our previous papers [1-6], the 2MASS and USNO-B1.0 databases not contained any data. We equally do not examine also 19 cases, where the 2MASS JHK radiation is coming in fact from more than one object (see, for example, the case of the FBS 2056-018 (M7-M8) in Fig.1a, b, or in the case of a close binary system with similar photometric characteristics in USNO-B1.0.

Finally, we obtained 2MASS JHK photometry and USNO-B1.0 data for nearly



Fig.1. a) The DSS2 red survey finding chart for FBS 2056-018. In a 5 arcsecond radius circle around the coordinates of FBS 2056-018 (for J2000) the USNO-B1 data-base gives 3 objects 0883 - 0609742, 0883 - 0609741, and 0883 -0609745 with similar characteristics. The object is inside of circle. b) The 2MASS K-band image of object J20591791-0139490 (J = 6.181, H = 5.303, and K = 4.879) (epoch J2000). Undoubtedly, 2MASS JHK signal is coming from three objects, summing their radiation. The fields are 3'x 3'.

840 objects (from a total of 867). We list below a few extreme cases. The first case is especially faint in the *R*-band: FBS 1711+808 (classified as M6-M7), for which B1=20.99, R1=18.43, B2=20.90, R2=18.61, USNO-B1.0 number is 1708-0048975. The faintest in *K* band is the source FBS 0301+008, (classified C (N)?, alias 2MASS J03034900+0103222, for which J=16.887, H=16.185, and K=16.085. The brightest source in the *K*-band is FBS 0306+421, classified M5-M6, alias 2MASS J03093426+4219460 with J=4.443, H=3.480, and K=2.939.

4. *IRAS Identifications*. Our targets of the 867 FBS late-type stars were also cross-correlated with the IRAS Faint Source Catalog (FSC) [12] sources. The process of identifications of detected FBS red objects with the IRAS sources is presented in more detail in papers [4,5].

Table 1 shows the statistical results of these cross-identifications. It can be seen that 426(49%) of the stars was detected by IRAS FSC.

Examination of the red magnitudes shows that undetected objects are not

K.S.GIGOYAN ET AL

Table 1

THE SAMPLE OBJECTS FROM THE LATE-TYPE STAR FBS SURVEY DETECTED BY IRAS FSC

a gar	Total	M3-M4	M4-M5	M5-M6	M6-M7	M7-M8	M8-M9	N	N?	M ?	R	R?
Number Seen By IRAS	867 426	99 29	131 58	208 125	174 105	105 75	27 18	31 14	42	7	46	35

fainter in R than the other ones. They are simply too warm objects to be seen by IRAS.

⁵ 5. Colour-colour diagram. Our main goal was the re-examination of the diagram (J-K vs. R-K), presented in our previous paper [9], and to be done here with all detected FBS red objects. We used the USNO-B1.0 R2 (POSSII) red magnitude for all stars. In a few cases, when the R2 was absent in USNO-B1.0 database, we used R1 (POSSI) red magnitude.

Fig.2 displays colour-colour diagram (J - K vs. R2 - K) for about 840 FBS red objects. Here, we compare this diagram with the diagram presented in Fig.4 of paper [9], and analyse it for various object types. First of all, as a first difference with Fig.4 of paper [9], one can see a smooth transition in a very narrow area (0.9 < J - K < 1.1, and 2.4 < R2 - K < 3.3, with nearly 20 objects) between giants and Asymptotic Giant Branch (AGB) stars. We see also the second



Fig.2. The colour-colour (J - K vs. R2 - K) diagram for 840 FBS late-type stars. The following symbols indicate: open circles - M-type stars, black circles - candidate M stars, open squares - R-type carbon stars, diamonds - R-type star candidates, open triangles - N-type carbon stars, black squares - N-type carbon star candidates.

INFRARED PROPERTIES OF STARS

narrow branch, where 0.7 < J - K < 0.9 and R2 - K > 3.3 (see Fig.2).

The area on diagram, where J - K > 1.1 is populated by early-type or late - type AGB stars (near 70 percent from the all detected FBS red objects). They comprise M-type stars, all the N-type carbon stars, and N-type star candidates. There are 9 objects on the diagram (5 N-type carbon stars and 4 M-type star) for which J - K > 2.5. All are IRAS FSC sources, and the Fig.3 displays the same diagram as in Fig.2, where FSC identified and non-identified objects are indicated with open circles and open squares, respectively. Based on calibrations for oxygen and carbon type stars, presented in papers [13,14], we



Fig.3. The colour-colour (J - K vs. R2 - K) diagram for 840 FBS late-type stars, where IRAS FSC identified and non-identified objects as open circles and as open squares are denoted.

To	ible	2
	5036	_

FBS Number	Sp. Туре	2MASS Identification	J mag.	H mag.	K mag.	Mass Loss (M _o /yr)	R (kpc)
0137+400	N	J01402063+4015190	9.092	7.257	5.742	~7 · 10-6	8.33 [6]
0158+095	M8-M9	J02005614+0945356	10.266	8.525	7.170	~8 · 10-7	11.0
0502+088	N	J05050029+0856078	8.171	7.181	6.036	~4 - 10-6	9.0
0645+375	N	J06482342+3728564	9.683	8.199	7.024	~4 · 10-6	15.6 [6]
0643+743	M8-M9	J06495846+7416107	9.141	7.526	6.199	~7 · 10-7	6.9
0658+400	M5-M6	J07014891+3959511	10.387	8.762	7.603	~6 · 10-7	13.2
0707+270	N	J07104791+2659027	8.222	6.663	5.448	~4 · 10-6	6.9
2216+434	M6-M7	J22184040+4344346	9.698	7.472	5.764	~4 . 10-6	5.75
2219+333	N	J22213857+3335586	9.952	8.516	7.241	~4 · 10-6	15.8 [6]

IR DATA FOR 9 FBS RED OBJECTS

estimated the mass loss ratio and the distances for these 9 objects, assuming that they are a mass-losing, long-period Mira type variable AGB stars.

Table 2 presents some of the properties for 9 FBS red stars, above noted. For M-type stars in Table 2 we adopted absolute magnitude M(K) = -8.0based on the fact that AGB stars with J - K > 2.5 have K = 10.5 in the LMC (for which we take m - M = 18.5). For N-type carbon stars we use the empirical fit of M(K) with the respect to J - K colour indice presented by Totten et al. [14].

The region on diagram 0.6 < J - K < 0.9 and $2.0 < R^2 - K < 4.0$ (giant stars [9]) includes approximately 18% of all detected objects. In this region, we find M-type stars, M star candidates, R-type carbon stars and candidate R stars. They presumably belong to the Galactic thick disk population [9].

6. Proper Motion Objects. The USNO-B1.0 database allowed us to search for objects with detectable proper motions ($\mu > 40$ mas/yr) among FBS red stars. Our targets contained 107 objects (≈ 12 percent of total objects) with proper motions $\mu > 40$ mas/yr.

Fig.4 presents the same diagram as in Fig.2, where we indicated proper motion objects with open circles and objects with no proper motion with open squares. All objects, showing proper motions are M-type stars among our sample. This narrow belt is well seen on the diagram with limits being 0.7 < J - K < 0.9 and R2 - K > 4.2. Our result for colour indice (0.7 < J - K < 0.9) is in full agreement obtained from various authors for M-dwarfs [15].



Fig.4. The same diagram (I - K vs. R2 - K) as in Fig.2, for all targets, where proper motion objects are indicated as open circles and non - proper motion objects are indicated as open squares. The belt of the proper-motion objects 0.7 < J - K < 0.9 and R2 - K > 4.2 is well seen on this diagram.

INFRARED PROPERTIES OF STARS

Among 107 proper motion objects we can select 19 star for which $\mu > 180$ mas/ yr (to be considered as a high proper motions, see more details in [16]).

Table 3 presents the USNO-B1.0 data for 19 FBS red stars.

To check the proper motions for 19 FBS red stars, we extract the DSS1 (POSSI) and DSS2 (POSSII) finding charts for the first and second epoch Palomar Sky

Table 3

(DEC)
(DEC.) LS/YT)
-248
+4
-32
-164
-136
+62
-178
-238
-120
-352
-598
-62
+16
-284
-148
-268
-158
+262
-284

USNO-B1.0 DATA FOR 19 OBJECTS IDENTIFIED WITH FBS RED STARS

Survey (B1950 and J2000). High proper motion is not confirmed for FBS 0340-084 (USNO-B1.0 number 0816-0047693, see Table 3).



Fig.5. a) Displays the finding chart from the DSS1 (B1950, for the first epoch Palomar Survey) for object FBS 0735+851. b) Is the DSS2 (J2000, second epoch Palomar Survey) finding chart for FBS 0735+851. The star is inside of an open circle and is moving with proper motion $\mu = 0.385$ "/yr. The fields are 3' x 3'.

Fig.5a, b and Fig.6a, b display the DSS1 and DSS2 finding charts for high proper motion stars FBS 0735+851 and FBS 0744+835 (Table 3).

Stars, showing proper motions less than 180 mas/yr are in average, fainter in



Fig.6. a) Displays the DSS1 (B1950 for the first epoch Palomar Survey) finding chart for object FBS 0744+835. b) Displays the DSS2 (J2000, second epoch Palomar Survey) finding chart for FBS 0744+835. The star is inside of an open circle and is moving with proper motion $\mu = 0.666$ "/yr. The fields are 3' x 3'.

R2 band. Assuming that objects presented in Table 3 are M-dwarfs in Solar vicinity and adopting for them $M_{\nu} = +10.7$ [17,18], they are found to be at distance up to 60 pc from the Sun. We plan to investigate in more detail all FBS red proper motion objects in the future. We note also, that there are no IRAS FSC identifications among our proper motion objects, besides the fact that there are comparatively bright stars among them. This is fully consistent with the absence of dust around M dwarfs, in contrast to the case of AGB stars.

A small group of stars (12 objects, 9 M-type stars and 3 R-type star candidates) are located on diagram with small colour indices (J-K=0.5 and R2-K<2.3, see Fig.2). Only the object FBS 0318+154 have a late spectral subclass (M8-M9). The remaining 8 M stars have early spectral subclasses (M3-M4).

7. Conclusion. Using modern astronomical databases, e.g. the 2MASS All - Sky Release Point Source Catalog and USNO-B1.0 catalog, we have investigated the location of about 840 FBS red objects originally selected as especially red in the FBS survey. Our purpose was to clarify the nature of these objects. Approximately 70% of all objects are AGB stars, 18 percent are giants, and about 12% are objects with detectable proper motions, allowing to consider them as a dwarf M-type stars. We found a narrow belt on colour-colour diagram, where only proper motion objects are distributed.

K.S.Gigoyan is grateful to the CNRS for making possible his visit to Observatoire de Marseille, France. This research has also made use of the SIMBAD database,

operated at CDS, Strasbourg, France, and the NASA/IPAC Infrared Science Archive.

- ¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am
- ² Groupe de Astrophysique, CNRS&University de Montpellier, France, e-mail: mauron@graal.univ-montp2.fr
- ³ IAM, Observatoire de Marseille, France, e-mail: Marc.Azzopardi@oamp.fr, e-mail: delphine.russeil@oamp.fr

ИНФРАКРАСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ИЗ ОБЗОРА FBS. ПРИРОДА КРАСНЫХ ОБЪЕКТОВ

К.С.ГИГОЯН¹, Н.МАУРОН², М.АЗЗОПАРДИ³, Д.РУССЕЙ³

Используя современные. астрономические базы данных, в частности 2MASS и USNO-B1.0 каталоги, мы исследовали характеристики 840 FBS красных звезд, с целью выяснения природы этих объектов. Нами использованы и анализированы 2MASS JHK фотометрические данные вместе с красными R-величинами и собственными движениями из USNO-B1.0 каталога. Приблизительно 70% всех объектов являются звездами, находящимися на Асимптотической Ветви Гигантов, 18% являются гигантами, и около 12% являются объектами, показывающими собственные движения, позволяющие рассматривать их как M карлики. На цветцвет (J-K, R2-K) диаграмме нами обнаружена узкая полоса, где расположены звезды с собственными движениями.

REFERENCES

- 1. K.S. Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi et al., Astrofizika, 46, 577, 2003.
- 2. K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil, Astrofizika, 45, 397, 2002.
- 3. K.S. Gigoyan, H.V. Abrahamyan, M. Azzopardi, D. Russeil, Astrofizika, 44, 405, 2001.
- 4. K.S. Gigoyan, H.V. Abrahamyan, M. Azzopardi, D. Russeil, Astrofizika, 44, 111, 2001.

- 5. K.S. Gigoyan, V.V.Ambaryan, M.Azzopardi, Astrofizika, 41, 545, 1998.
- 6. K. Gigoyan, N. Mauron, M. Azzopardi, Astron. Astrophys., 371, 560, 2001.
- 7. B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian et al., Communications Of The Special Astrophys. Observ., 62, 5, 1989.
- 8. R.A.Downes, B.Margon, S.F.Anderson et al., Astron. J., 127, 2838, 2004.
- 9. K.S. Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi, Astrofizika, 46, 259, 2003.
- 10. D.Monet, B.Canzain, C.Dahn et al., The PPM USNO-A2.0 Catalog, U.S. Naval Observatory & Univ. Space Research Association, 1998.
- 11. D.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., Astron. J., 125, 984, 2003.
- 12. IRAS Faint Source Catalog. *Ib1* > 10°. On The Optical Disk. (Sel. Astron. Catalogs), supplied by NASA, vol. 2, 1989.
- 13. T. Le Bertre, J.M. Winters, Astron. Astrophys., 334, 173, 1998.
- 14. E.J. Totten, M.J. Irwin, P.A. Whitelock, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 314, 600, 2000.
- 15. S.K.Leggett, F.A.Allard, P.H.Hauschildt, Astrophys. J., 509, 836, 1998.
- 16. A. Gould, S.Salim, Astrophys. J., 582, 1001, 2003.

and an and an and an and

- 17. J. Greiner, H.W. Duerbeck, R.E. Gerschberg, "Flares and Flashes", Proc. Of IAU Colloquium, No 151, 1994.
- 18. L.S.Sparke, J.S.Gallagher, "Galaxies In Universe. An Introduction.", University Of Wisconsin, Madison, Cambridge University Press, 2000, p.21.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.352

SEARCHING FOR RUNAWAY OB STARS IN SUPERNOVA REMNANTS

O.H.GUSEINOV¹, A.ANKAY^{2,3}, S.O.TAGIEVA⁴ Received 5 January 2005 Accepted 12 April 2005

Searching for runaway stars in Supernova remnants gives us the possibility to estimate the mass ratio in binary systems in which there occur Supernova explosion. Such a method also gives information on portions of spectroscopic and close binaries among the stars on the main sequence with mass $> 7 - 8 M_{\odot}$. More importantly, we can learn more about space velocities and spin periods of pulsars by this way. We have searched for runaway OB stars in central parts of 48 Supernova remnants with distances less than about 3 kpc. In 16 of the remnants in our sample, there is no candidate O or B type star and we have shown that pulsars (point sources) might be born not only in spectroscopic and close binaries. We have represented a list of stars which are candidates for runaway B type stars located in Supernova remnants. Spectroscopic investigations on these candidates could provide solutions for the problems mentioned above.

Key words: (stars:)supernovae:OB stars

1. Introduction. After single neutron stars (NSs) are born they show very different properties; they show themselves as radio pulsars (PSRs), X-ray pulsars, dim radio quiet neutron stars (DRQNSs), dim isolated thermal neutron stars (DITNSs), anomalous X-ray pulsars (AXPs) and soft gamma repeaters (SGRs) which have possibly different initial rotation periods, though there is no observational or theoretical confirmation of such a possibility.

For single NSs with such different physical properties, which have genetic connections with known supernova remnants (SNRs), there is no significant difference in the lower limit on the mass values of the progenitor stars [1]. Iben & Tutukov [2] claim that only the NSs born in close binary systems show PSR properties in which case they get high spin velocities. It must be noted that DRQNSs which are located in SNRs have P (spin period) and P (time derivative of spin period) values similar to PSRs (but on average DRQNSs have a bit larger values of P). Therefore, they also must be born in close binary systems. On the other hand, space velocities of NSs which are born in close binaries must be larger than the average space velocity of PSRs, because such neutron stars in binaries have probably more lasymmetric supernova explosion.

Average space velocity of PSRs is ~250-300 km/s [3,4]. Such a high space velocity can only be due to asymmetric supernova (SN) explosion. In

such a case, the companion star (including O-and B-type stars) of the close binary system can become a runaway star with its high space velocity. Of course, if the binary is a close one it may trigger an asymmetry for the explosion more easily which leads to disruption of the system.

Single stars and stars in wide binary systems, which have initial mass values $M > 7 - 8M_{\odot}$ [5,6], experience SN at the end of their evolution. This boundary mass value can be different in the case of close binaries because of differences in their evolution. If we take into account that most of the massive stars are members of binary systems, even without the idea of Iben & Tutukov [2], we can say that runaway OB stars may be located in central parts of some SNRs. Considering the work of Iben & Tutukov [2] we can say that if there is a PSR or another type of NS with a spin period less than 3-5 seconds in a SNR then there must also be a runaway star (not necessarily but mainly O-type or early B-type) in the SNR.

The main reason in failing to observe PSRs in SNRs is not the beaming fraction. Most of the newborn PSRs have radio luminosities, $L = S_{400} \times d^2$ mJy kpc², at least one order of magnitude less than the radio luminosity of the Crab PSR [7]. Therefore, it is difficult to observe PSRs in SNRs. In the Galaxy, the number of DRQNSs, which do not show PSR properties, with *P* and *P* values similar to PSRs is smaller than number of PSRs (see Table 1). DRQNSs may be PSRs with very low radio luminosity. This must be more probable compared to the possibility of existence of high luminosity PSRs which have beams not passing through the line of sight, because the SNRs in which DRQNSs have been observed belong to pure shell morphological type. If this is true, the birth rate of PSRs (including the part of

Table 1

SNR	SNR	Pt. Source	β	References
<i>l, b</i>	type	allow and the first	$(\equiv \Delta \theta / \theta)$	all particula
34.7-0.4	С	PSR J1856+0113	0.51	[47]
69.0+2.7	?	PSR J1952+3252	0.14	[47,44,56]
78.2+2.1	S	DRQNS RX J2020.2+4026	0.03	[38]
109.1-1.0	S	AXP 1E 2259+586	0.2-0.3,0.2,<0.2	[43,53,48,41]
111.7-2.1	S	DRQNS CXO J2323+5848	~0	[38]
114.3+0.3	S	PSR J2337+6151	0.08	[47,40]
119.5+10.2	S	DRQNS RX J0007.0+7302	0.33	[38]
130.7+3.1	F	PSR J0205+6449	~0.14	[12,39]
180.0-1.7	S	PSR J0538+2817	~0.3	[12,55]
184.6-5.8	F	PSR J0534+2200	~0.1	[47]
189.1+3.0	С	CXOU J061705.3+222127	~0.6	[12,51]
260.4-3.4	S	DRQNS RX J0822-4300	0.28	[38,52]
263.9-3.3	С	PSR J0835-4510	0.29	[47]
266.2-1.2	S	DRQNS SAX J0852.0-4615	~0.1	[12,50]
5+10.0	S	DRQNS 1E 1207.4-5209	0.1-0.2	[38,46,54,49,42]

VALUES OF $\beta = \Delta \theta / \theta$ FOR THE SNR - POINT SOURCE PAIRS

DITNSs which were PSRs with $B > 10^{13}$ G when they were young) must be about 60-70% of the total supernovae rate. On the other hand, in many nearby SNRs no X-ray point source nor PSR has been found [8].

In this work, we investigate the possibility for the existence of runaway stars in SNRs, which are earlier than B9 spectral type or with masses $> 2.5 M_{\odot}$. This problem is also related to the mass ratio of the components in close and spectroscopic binary systems. Also, if we find runaway stars genetically connected to SNRs, we can use the distance of the runaway star as the distance of the SNR, as the distance of stars can be more precisely determined. If the conclusion given by Iben & Tutukov [2] is correct and also if the mass ratio in close and spectroscopic binaries is in the range 1-0.25, then we expect to observe OB runaway stars in about 60% of the SNRs. If the mass ratio in these binaries is yet smaller, then only a small number of SNRs is expected to contain OB runaways. On the other hand, the idea of PSRs to be formed only in close binaries should be rejected, because low mass stars can not have considerable influence on PSR formation. The large number of PSRs with small values of rate of rotational energy loss (E) also contradicts the idea that PSRs are born only in close binary systems.

2. The Supernova Remnants Chosen for Examination. In Table 2, some data of 48 SNRs [9] located up to about 3-4 kpc from the Sun are represented; names, morphological types, distances, coordinates and the angular region ($\theta/6$) around the geometrical center in which candidates of runaway OB stars were searched from various catalogs are given (where θ is the angular size of SNR, see Green [9]). In order to estimate the interstellar absorption values (A_{μ}) for the stars located in SNRs, A_{ν} values (which depend on distances and directions) given by Neckel & Klare [10] have been used. A_{ν} and m_{ν} - M_{ν} values are also shown in Table 2. The earliest possible spectral type for the candidate stars located within the $\theta/6$ regions, which we have

Table 2

1 A A A A A A A A A A A A A A A A A A A		1	the lot of the lot				The second second
l, b	d (kpc)	RA (2000)	Dec (2000)	θ/6 (')	A _y (mag)	$m_{\gamma} - M_{\gamma}$ (mag)	B-type candidates
1	2	3	4	5	6	7	8
6.4-0.1	2.5	18 00 33 18 29 49	-23 25 04	7	2.0	14.0	>B4 >B3
32.0-4.9	2.7	19 05 37	-02 55 22	10	2.8	14.8	>B3
34.7-0.4 43.9+1.6	2.8	18 56 02 19 05 52	01 21 57	5.2 10	2.8 2.5	15.2	>B3 >B4
54.4-0.3	3.3	19 33 23	18 56 33	6.7	3.5	15.9	>B4

SOME DATA OF NEARBY SUPERNOVA REMNANTS INCLUDING LIMITS ON THE TYPES OF POSSIBLY EXISTING B-TYPE STARS IN THESE SNRs

O.H.GUSEINOV ET AL

Table 2 (the end)

					6	7	8
1	2	3	4	5	0		> 00
65.3+5.7	0.8	19 32 57	31 11 32	45.8	0.3	9.8	>89
69.0+2.7	2	19 53 26	32 52 52	13.3	1.5	11.8	>D7
74.0-8.5	0.8	20 51 05	30 41 17	32.5	0.5	10.0	>D9
78.2+2.1	1.5	20 20 47	40 24 34	10	3	13.9	
82.2+5.3	1.7	20 19 08	45 29 29	13.3	2.5	13.4	>D4 >D9
89.0+4.7	0.9	20 45 03	50 35 58	17.5	2.2	11./	
93.7-0.2	1.6	21 29 29	50 48 11	13.3	2	15.2	>00
109.1-1.0	4	23 01 36	58 53 09	4.7	2.5	16.0	>BJ
111.7-2.1	3.4	23 23 26	58 48 29	0.8	2.8	14.4	SR4
114.3+0.3	2.5	23 37 06	61 54 37	12.1	2.2	14.4	>R4
116.9+0.2	3.5	23 59 13	62 26 42	5.7	2.3	12.5	>B6
117.4+5.0	2.2	23 54 59	67 46 42	11.7	2	11.7	SRQ
119.5+10.2	1.4	00 06 39	72 46 42	15	1	15.0	>B4
120.1+1.4	3.3	00 25 18	64 08 37	<1.3	3.3	14.0	>R3
126.2+1.6	2.5	01 21 51	64 15 41	12	3	14.5	>B4
127.1+0.5	2.5	01 28 22	63 10 31	1.5	2.5	14.3	>B5
130.7+3.1	3.2	02 05 42	04 49 19	1./	1.0	14.5	>B7
132.7+1.3	2.3	02 17 46	62 43 51	10.2	2.0	12.5	>RQ
152.2-1.2	1.8	04 09 10	48 31 33	18.3	2.5	12.5	>Bg
130.2+3.7	12	04 38 33	31 31 34	10.3	0.0	11.7	SRO
166.0+4.2	1.2	05 00 42	40 40 24	21.7	0.0	14.0	>RQ
100.074.3	3.0	05 20 33	42 34 33	9.2	15	127	>B8
1/9.072.0	2.9	05 33 44	31 03 34	20	1.5	11.0	>RQ
100.0-1.7		05 34 21	27 31 30	1	1.5	13.0	>R9
104.0-3.0	15	05 34 31	22 00 30	75	1.5	13.0	>B7
107.9 1 1	2.2	06 09 25	17 10 25	12	1	12.7	>R8
201 1+9 3	2.5	06 58 50	17 19 20	170	01	81	>R9
201.1+0.5	0.5	06 38 41	06 27 17	267	0.1	0.1	>R9
205.5+0.5	34	06 48 41	06 26 35	92	0.2	12.3	>R4
211 7-1 1	24	06 45 44	00 20 35	117	12	127	>88
240.9-0.9	1.8	07 42 35	-25 13 10	16	0.8	12.7	>R8
260 4-3 4	2	08 22 13	-42 59 40	92	1	12.1	>B9
261 9+5 5	33	09 04 17	-38 41 59	5.8	1	14.1	>B5
263 9-3 3	0.4	08 34 10	-45 45 22	42.5	0.5	9.0	>R9
266 2-1 2	1 3	08 52 00	-46 20	20	0.5	10.5	>89
279.0+1.1	1.8	09 57 48	-53 14 21	15.8	17	12.9	>88
296.5+10.0	1.8	12 09 37	-52 26 42	12.9	0.3	11.5	>89
315.4-2.3	2.7	14 42 56	-62 29 45	7	1.8	13.8	>B8
326.3-1.8	2	15 52 58	-56 08 55	63	23	13.7	>B5
327.6+14.6	2	15 02 51	-41 55 45	5	0.5	12.0	>89
330.0+15.0	0.8	15 08 14	-39 41 28	30	0	9.5	>R0
	0.0	15 00 14	57 11 20	50	v	2.5	101

determined after analysing the existing data, are given in column 8. We may consider only the stars which are located within angular regions $\leq \theta/10$ around the geometrical centers of the SNRs, but it is also necessary to take into account the uncertainties in the geometrical centers of the SNRs. As seen from

Table 1, the largest distance and A_{ν} values belong to SNR G109.1-1.0 (CTB 109) and a B9V type star in the direction and at the distance of this SNR must have $m_{\nu} = 16.5$. Practically, all the known data on most of the SNRs represented in Table 2 can be found in Guseinov et al [11-13].

Space velocity of runaway stars is roughly >30-40 km/s (Sayer et al [14]; Philp et al [15]). Most of them (~90%) have space velocities <80 km/s. If we take into account the changing character of values of the shock front velocities of SNRs (which are decelerated from ~10000 km/s down to ~300 km/s), then we can confidently say that almost all of the runaway stars can not go away more than 1/10 of the SNR's angular diameter (θ). Since the ages of SNRs practically are always <5x 10⁴ years, runaway stars in SNRs can not go more than 4-6 pc in the plane perpendicular to the line of sight. In the case of SNRs which are young and/or expanding in low density environments (in particular inside HII regions created by the progenitor stars), the angular distance of runaway stars from the SN explosion points must be considerably smaller than $\theta/10$.

Far away SNRs in the Galactic center direction and the SNRs with large angular diameters are not considered in this work. For example, SNR G65.1+0.6 is at d=2.9 kpc from the Sun and its diameter is ~70 arcmin. In the direction of this SNR the interstellar absorption, A_{ν} , increases rapidly beyond 1.5 kpc and reaches a value of 3^m.3 at distances close to the SNR's distance (Neckel & Klare [10]). A B9 type star in this SNR can be as dim as $m_{\nu}=16$. Number of such dim stars in such a large area (with diameter ~11 arcmin) is very high that finding a B-type runaway star genetically connected to this SNR is difficult. Therefore, we did not include such SNRs in Table 2.

Some of the chosen SNRs (see Table 2) contain different types of point sources (single NSs). The data of these 14 point sources are represented in Table 1; names of the SNRs, morphological types of the SNRs, names of the point sources and ratio of the separation between the center of the SNR and the position of the point source connected to the SNR to the angular radius of the SNR are given in columns 1-4, respectively. The references are shown in the last column. As seen from Table 1, even the PSRs, which have space velocities on average 3-4 times larger than the space velocities of runaway stars, are located on the sky close to the centers of the SNRs, in general.

As mentioned above, for most of the possible OB runaway stars which we search in SNRs (more than 90% of the cases) the tangential velocity can be assumed as $V_i \leq 80$ km/s (Sayer et al [14], Philp et al [15]). Using this upper limit for V_i the maximum value of the proper motion is found to be (depending on the distance):

$$\mu \leq \frac{1}{50 \times d(\text{kpc})} \text{ arcsecond/year }.$$

(1)

The maximum proper motion values for possible OB runaways in the SNRs are represented in Table 3. Table 3

POSSIBLE COLORS, VISUAL MAGNITUDES AND PROPER MOTIONS OF B9, B5, B0 TYPE STARS IN THE DIRECTIONS AND AT THE DISTANCES OF THE SNRs

<i>I</i> , <i>b</i>	B9V	B9V-I	B9V-I	μ	BOV	B5V	B5V	BOV
	my	B-V	U-B	("/yr)	mv	m _v	B-A	B-V
1	2	3	4	5	6	7	8	9
64-01	14.5	0.61	0.63	0.008	9.9	12.9	0.45	0.31
18.9-1.1	14.5	0.61	0.63	0.007	10.0	13.0	0.45	0.31
32.0-4.9	15.3	0.85	0.92	0.008	10.7	13.7	0.79	0.55
34.7-0.4	15.7	0.85	0.92	0.007	11.1	14.1	0.79	0.55
43.9+1.6	15.4	0.76	0.81	0.007	10.8	13.8	0.60	0.46
54.4-0.3	16.4	1.06	1.17	0.006	11.8	14.8	0.90	0.76
65.3+5.7	10.3	0.09	0.008	0.025	5.7	8.7	-0.05	-0.21
69.0+2.7	12.3	0.37	0.188	0.015	7.6	10.6	0.11	-0.19
74.0-8.5	10.5	1.15	0.8	0.024	5.9	8.9	0.99	0.85
78.2+2.1	14.4	0.90	0.98	0.013	9.8	12.8	0.74	0.60
82.2+5.3	13.6	0.76	0.81	0.012	9.3	12.3	0.60	0.46
89.0+4.7	12.2	0.67	0.70	0.022	7.6	10.6	0.51	0.37
93.7-0.2	13.7	0.61	0.63	0.012	9.1	12.1	0.45	0.31
109.1-1.0	16.5	0.76	0.81	0.004	11.9	14.9	0.60	0.46
111.7-2.1	15.0	0.78	0.83	0.006	11.0	14.0	0.62	0.48
114.3+0.3	14.2	0.67	0.70	0.007	9.6	12.6	0.51	0.37
116.9+0.2	15.5	0.7	0.74	0.006	10.9	13.9	0.54	0.40
117.4+5.0	14.0	0.61	0.63	0.009	9.4	12.4	0.45	0.31
119.5+10.2	12.2	0.30	0.26	0.014	7.6	10.6	0.14	0.0
120.1+1.4	16.3	1.0	1.1	0.006	11.7	14.7	0.84	0.7
126.2+1.6	15.6	0.91	0.99	0.007	11.0	14.0	0.75	0.61
127.1+0.5	15.0	0.76	0.81	0.008	10.4	13.4	0.60	0.46
130.7+3.1	14.8	0.55	0.56	0.007	10.2	13.2	0.39	0.25
132.7+1.3	14.9	0.79	0.85	0.009	10.3	13.3	0.63	0.49
152.2-1.2	14.0	0,7	0.74	0.011	9.4	12.4	0.54	0.40
156.2+5.7	14.0	0.61	0.63	0.009	9.4	12.4	0.45	0.31
160.9+2.6	12.2	0.24	0.19	0.016	7.6	10.6	0.08	-0.06
166.0+4.3	15.4	0.61	0.63	0.005	10.8	13.8	0.45	0.31
179.0+2.6	14.2	0.45	0.44	0.007	9.6	12.6	0.29	0.15
180.0-1.7	11.5	0.30	0.26	0.02	6.9	9.9	0.14	0.00
184.6-5.8	13.5	0.45	0.44	0.01	8.9	11.9	0.29	0.15
189.1+3.0	14.4	0.91	0.99	0.013	9.8	12.8	0.75	0.61
192.8-1.1	13.2	0.30	0.26	0.009	8.6	11.6	0.14	0.00
201.1+8.3	8.6	0.03	-0.064	0.05	4.0	7.0	-0.13	-0.27
205.5+0.5	10.1	0.06	-0.028	0.025	5.5	8.5	-0.10	-0.24
206.9+2.3	13.8	0.15	0.08	0.005	9.3	12.3	-0.01	-0.15
211.7-1.1	13.4	0.36	0.33	0.008	8.8	11.8	0.20	0.06
240.9-0.9	12.6	0.24	0.19	0.011	8.0	10.9	0.08	-0.06
260.4-3.4	13.0	0.30	0.26	0.01	8.4	11.4	0.14	0.00
261.9+5.5	14.7	0.30	0.26	0.008	10.1	13.1	0.14	0.00

OB-STARS IN SUPERNOVA REMNANTS

7	Cah	lo	2	(the	and)
4	uv	12	5	line	Eng

1	2	3	4	5	6	7	8	9
263.9-3.3	9.5	0.15	0.08	0.04	4.5	7.5	-0.01	-0.15
266.2-1.2	11.0	0.16	0.09	0.02	6.4	9.4	-0.10	-0.24
279.0+1.1	13.5	0.52	0.52	0.011	8.9	11.9	0.36	0.22
296.5+10.0	11.7	0.09	0.008	0.014	7.2	10.2	-0.07	-0.21
315.4-2.3	14.3	0.54	0.55	0.008	9.7	12.7	0.38	0.24
326.3-1.8	14.2	0.70	0.74	0.011	9.6	12.6	0.54	0.40
327.6+14.6	12.5	0.15	0.08	0.01	7.9	10.9	-0.01	-0.15
330.0+15.0	10.0	0.0	-0.1	0.064	5.4	8.4	-0.16	-0.3

Below, we use

$$E(U-B) = 1.27 E(B-V)$$
 (2)

and

$$E(V-R) = 0.72 E(B-V)$$
 (3)

given in Schlegel et al. [16] and the central wavelength values of 0.70μ , 0.55μ , 0.44μ and 0.36μ are used for *R*, *V*, *B* and *U*, respectively. So, for B9V-I type stars:

$$(U-B) = (U-B)_0 + E(U-B) = -0.1 + 1.27 E(B-V)$$
(4)

and

 $(V-R) = (V-R)_0 + E(V-R) = 0.03 + 0.72 E(B-V).$ (5)

In order to find OB runaway stars in the regions of SNRs shown in Table 2, first of all, it must be searched if there are OB stars in these regions. For B9V-I type stars, (B - V) and (U - B) values are given in Table 3. To find these values the E(B - V) values were used. The A_v and E(B - V) values of the SNRs (or runaways) were found by using distance values of the SNRs and the dependences of A_v values on distances given in Neckel & Klare [10] for each small region on the sky. We have also used the values of $(B - V)_0$ and $(U - B)_0$ given in Gray [17].

In order to examine possible existence of OB stars located in the SNRs we have followed this method: first, we have analysed the characteristics of the stars which are in the directions within $\theta/6$ regions around the geometrical centers of the SNRs and which have m_{ν} values up to 1 magnitude dimmer than the m_{ν} values of the B9 type stars given in Table 3 (the data were taken from Guide 7 catalog [18]). Then, we have analysed the data on distances, proper motions, magnitudes, photometric and spectral characteristics and binarity. After this analysis, we have got a preliminary list of the candidate OB stars for which we continued to search for additional data which we have found in USNO catalog^{*}. As seen from Table 2, there is no B9 or earlier type runaway

^{*} USNO A2/SA2.0 catalogue (www.projectpluto.com/datasets.htm)

candidate star in many of the SNRs (in 16 and 26 of the 48 SNRs shown in Table 2, there is no candidate star with a spectral type equal to or earlier than B9 (\geq B9) and B8 (\geq B8), respectively). A list of 25 SNRs and possible candidates of runaway OB stars are represented in Table 4. The bright stars given in this table must be observed and examined to choose runaway candidates. In the other 7 SNRs it is difficult to search for runaway candidates, since there are large number of B-star candidates.

3. Known Runaway Stars. O and B-type runaway stars have space velocities >30 km/s. In some rare cases, a runaway star can have such a high velocity due to encounters between three or more stars in open clusters (Leonard & Duncan [19]), in other words, by some mechanisms other than the SN explosion in spectroscopic and close binary systems. On the other hand, it is known that it is not easy to observe low-mass companions of highly luminous OB stars. But it is also confidently known that binarity is very rare among runaway stars (Gies & Bolton [20]). This is an evidence that the dominant mechanism to form OB runaways is the SN explosion, so that, there must be genetic relations between runaway stars and SNe, in general. In most of the cases, lifetime of a SNR is only $<5 \times 10^4$ years. But the main sequence lifetime of O5V, B5V and B9V type stars are, respectively, 3×10^6 yr, 8.2×10^7 yr and 5.5×10^8 yr [21]. Therefore, the probability to find a known runaway stars is small.

There are a few lists of OB runaways given in the literature. In Sayer et al. [14], there are 40 runaway OB stars 22 of which are given also in Philp et al. [15] where a list of 44 runaway stars are given. None of these runaway stars are related to the SNRs given in Table 1, nor to other SNRs, with respect to both their coordinates and distances.Cruz-Gonzalez et al. [22] gives a list of 72 possible runaway O stars and none of them are within the SNRs, either.

Gies & Bolton [20] gives a list of 36 runaway stars 27 of which are also given in the lists mentioned above and the remaining 9 stars also do not have any genetic relations with the SNRs. In van Buren et al. [23], a list of 58 runaway stars with bow-shocks are given (22 of these stars are given also in the other lists). None of these 58 stars have genetic relation with the SNRs. It is necessary to note that X-ray binaries with high-mass optical companions (HMXBs) have high space velocities compared to ordinary O and B-type stars. O and B type companions of runaway HMXBs are not included in the number of ordinary (classical) OB runaways.

The total number of known runaway stars is 77, 36 and 41 of which are O and massive (high luminosity) B-type stars, respectively. In the region within 2 kpc from the Sun, there are about 55-60 OB runaways and most of

these runaways might be formed due to Supernova explosions. The same region contains 9 HMXBs among which 4 of them have optical companions with masses $M > 12 M_{\odot}$ and the other 5 HMXBs have optical companions with masses $M < 10 M_{\odot}$ (Guseinov et al. [24]). All the 4 HMXBs with massive companions contain X-ray pulsars and 3 of them have optical companions with $M > 15.5 M_{\odot}$. In the same region, there are 242 O-type stars given in the catalog of Cruz-Gonzalez et al. [22]. In the Galactic center region ($l = \pm 90^{\circ}$), there are 120 and 159 O-type stars up to 1 kpc and 2 kpc from the Sun, respectively. In the anti-center region up to 1 kpc and 2 kpc from the Sun, there are 27 and 83 O-type stars, respectively, in the catalogue of Cruz-Gonzalez et al. [22]. Naturally, these numbers of O-type stars can not be changed considerably in time, because O-type stars can easily be observed at such small distances.

According to Gies & Bolton [20] the fractions of runaway stars are: 10-25% among O-type stars, ~2% among B-type stars and ~0.1-0.2% among A-type stars. In the region up to 2 kpc from the Sun, the ratio of the number of O-type runaways to the total number of O-type stars is 0.15 (36/242) and this is in accordance with the data given in Gies & Bolton [20]. According to Garmany et al. [25], number of O-type stars up to 1.8 kpc is 214 and within the region around the Sun between 1.8-2.5 kpc there are 192 O-type stars. Considering the difficulties related to searching for runaway O-type stars we may adopt the fraction of runaway O-type stars among all O-type stars to be close to 15%.

Under the supernova explosion in spectroscopic and close binaries with O-type or massive B-type components, not only single OB runaways, but also high mass X-ray binaries and several wide binaries with OB+NS components are formed which do not accrete enough to produce accretion based X-ray luminosity. OB +NS binaries are naturally included in the known OB runaway lists as single runaways because it is difficult to observe the orbital motion of OB stars in such systems and radio pulsar phenomenon must be supressed by the stellar wind. Many years after these ideas have been published (Zeldovich & Guseinov [26]) two binaries including runaway O-type star +NS have been observed (Boyajian et al. (27)).

4. Discussion and Conclusions. As mentioned above, average space velocity of PSRs is ~250-300 km/s and this corresponds to a kinetic energy of ~10⁴⁸ erg assuming the mass of the PSR to be $1.4 M_{\odot}$. If we calculate the potential energy of a binary system (with a $10 M_{\odot}$ companion and an orbital period of 5 days) just before the first SN explosion we find that the potential energy is also ~10⁴⁸ erg. SN explosion energy is ~10⁴⁹-10⁵¹ erg (Sollerman et al. [28]; Wright et al. [29]), so that, only a small part of the explosion energy is enough to disrupt even a massive binary system. This is well known

from the statistical investigations of optical and X-ray binaries [30,31]. Almost all of the radio pulsars are single NSs. Singleness and large space velocities of NSs and the ratio of runaway stars among O and B-type stars convincingly show that the dominant mechanism for the formation of runaway stars is the SN explosion. But naturally most of the NSs are formed from single O-type and massive B-type stars and from such stars in spectroscopic and wide binaries. Since the birth rate of radio pulsars is >50% of the supernova rate, most of them are not formed from close binary systems.

Table 4

SOME OB CANDIDATE STARS IN THE DIRECTIONS OF THE SNRs

SNR GSC No.		m _y	Properties		
1	2	3	4		
G18.9-1.1	5698 1773	11.6, 12.0	B - V = 0.4 - 0.6, B - V = 0.3, V - R = 0.2		
3 000 00			$\mu = 0.0063, ~B0$		
260 m / K	5698 2817	• 13.5, 13.4	B - V = 0.4, V - K = 0.2, ~B4		
achtell Quit	5608 062	13.3, 13.7	B - V = 0.7, V - K = 0.4, farmer, B - B - B - B - B - B - B - B - B - B		
	5098 903	13.2, 13.8	B - V = 0.3, V - R - 0.2, -D3		
G32.0-4.9	5132 7	9.82, 9.60-10.36	B - V = 0.531, B - V = 0.3, V - K = -0.1		
1 20 30 St 1	1 - 10 / L. P.	Contraction Carlos of	$\mu = 0.005$, Spect. B3, B0 - O9		
G34.7-0.4	449 365	12.9, 13.3	B - V = 0.6, V - R = 0.4, B4 - B3		
11 4000 C	449 273	12.9	B - V = 0.6, V - R = 0.3, B4 - B3		
134	449 137	12.9, 13.4	B - V = 0.6, V - R = 0.4, B4 - B3		
G43.9+1.6	1044 734	13.3, 13.0	B - V = 0.5, V - R = 0.3, B4 - B5		
11-1	1044 1350	12.8, 13.8	B - V = 1.1, V - R = 0.6, B4 - B5		
of -	1044 1408	13.8, 15.0	B - V = 0.6, V - R = 0.3, B9 - B8		
The states	1044 256	12.9, 12.4	B - V = 0.6, V - R = 0.4, B5 - B3		
G54.4-0.3	1609 1858	13.7, 14.0	B - V = 0.9, V - R = 0.6, B5 - B4		
G78.2+2.1	3156 1420	12.9, 12.7	B - V = 0.4, V - R = 0.2		
hit al	3156 1955	13.7, 14.1	B - V = 0.4, V - R = 0.2		
and Surne or	3156 1430	12.4, 12.5	B - V = 0.6, V - R = 0.4		
1. 4. 6	3156 2093	13.7, 14.9	B - V = 0.7, V - R = 0.5		
- deva	3156 2154	13.9, 14.4	B - V = 0.8, V - R = 0.5		
White I want of the	3156 1974	13.9	B - V = 0.5, V - R = 0.4		
G82.2+5.3	3572 372	11.2, 11.6	B - V = 0.56, B - V = 0.6, V - R = 0.3		
1 2	2572 200	120 121	$\mu = 0.006$, binary?		
the state	3572 599	12.9, 13.1	B - V = 0.6, V - R = 0.4		
C90.0147	3572 004	12.3, 12.3	B - V = 0.5, V - R = 0.3		
G89.0+4.7	3582 29	12.0, 12.5	B - V = 0.5, V - R = 0.3		
G93.7-0.2	3602 449	12.9, 13.2	B - V = 0.4, V - R = 0.3		
Faring Ser 1	3602 497	13.2, 13.6	B - V = 0.6, V - R = 0.3		
2	3602 586	11.8, 11.9	B - V = 0.7, V - R = 0.5		
G109.1-1.0	3997 1897	13.4, 14.3	B - V = 0.5, V - R = 0.3		
G114.3+0.3	4284 546	12.3, 12.5	B - V = 0.7, V - R = 0.4		
chines at in	4284 884	12.4, 12.7	B - V = 0.4, V - R = 0.3		

402

OB-STARS IN SUPERNOVA REMNANTS

Table	4	(the	and)
IUVIE	4	Ine	enu

1	2	3	4
G116.9+0.2	4285 3110	13.3, 13.7	B - V = 0.4, V - R = 0.2
	4285 448	13.1	B - V = 0.5, V - R = 0.3
	4285 2960	13.7, 14.3	B - V = 0.4, V - R = 0.3
G126.2+1.6	4038 1950	11.6, 12.3	B - V = 0.66, B - V = 0.3, V - R = 0.2
	4038 1594	12.7, 13.2	B - V = 0.6, V - R = 0.3
Set Print	4038 1089	12.4, 12.7	B - V = 0.6, V - R = 0.3
100 m 7,24	4038 1349	13.5, 14.0	B - V = 0.5, V - K = 0.3 P = V - 0.6, V = 0.4
G127 1+0 5	4035 607	12.7, 13.3	$\frac{B-V=0.6, V-R=0.4}{R-V=0.4, V-R=0.3}$
G127.110.5	4050 2138	12.7, 13.5	$\frac{D-V=0.4, V=0.0}{P_{1}V=0.4, V=0.0}$
0152.7 11.5	4050 1872	12.1, 12.6	B - V = 0.4, V - R = 0.2 B - V = 0.7, V - R = 0.4
ACCOUNT OF A	4050 2534	14.2, 14.1	B - V = 0.6, V - R = 0.4
	4050 2687	14.1, 14.6	B - V = 0.8, V - R = 0.5
	4050 1390	14.2, 14.6	B - V = 0.6, V - R = 0.4
1	4050 2661	13.8, 14.0	B - V = 0.5, V - R = 0.3
	4050 2206	13.9, 14.1	B - V = 0.8, V - R = 0.5
G156.2+5.7	3356 425	13.4, 13.9	B - V = 0.6, V - R = 0.4
and a station	3356 519	12.6, 12.7	B - V = 0.5, V - R = 0.3
a la contrata de la	3356 147	13.8, 14.1	B - V = 0.6, V - R = 0.4
G179.0+2.6	2406 1616	12.6, 13.0	B - V = 0.4, V - R = 0.2
	2406 1722	13.8, 13.7	B - V = 0.1, V - R = 0.0
- 11 h.	2406 1041	14.0	B - V = 0.5, V - R = 0.3
C190 1 1 2 0	1979 147	12.0, 12.9	B = V = 0.5, V = 0.2
G189.1+3.0	10/0 14/	12.0, 13.2	$\frac{D-V-0.0, V-K-0.4}{P_{1}V-0.4, V_{2}P-0.2}$
G192.8-1.1	1316 3	12.4, 12.3	D - V = 0.4, V - K = 0.2
G206.9+2.3	160 2083	12.2	B - V = 0.7, V - R = 0.5
G211711	148 1099	12.1	$R_{-}V = 0.31 R_{-}V = 0.3 V_{-}R = 0.2 u = 0.012$
0211.7-1.1	148 2264	12.9 13.3	B - V = 0.37, B - V = -0.3, V - R = 0.012 B - V = 0.37, B - V = -0.3, V - R = 0.2
No EX	TIO DEOT		$\mu = 0.006$, inside diffuse nebula
G240.9-0.9	6544 2319	11.9. 11.7	B - V = 0.1, V - R = 0.0
22.00 00	6544 3996	11.3	a second and the second second second
28K. 19 1	6544 3995	10.97, 10.8	B - V = 0.213, B - V = 0.1, V - R = 0.0
G279.0+1.1	8598 880	12.8, 11.3	B - V = 0.3, V - R = 0.2
1000	8598 1016	13.1, 12.3	B-V=0.2, V-R=0.1
	8598 1144	11.9, 11.4	B - V = 0.1, V - R = 0.1
	8598 794	13.1	B V-02 V B-01
	8598 888	11.7, 11.2	B - V = 0.2, V - K = 0.1
	8508 619	13.5	R - V = 0.5 $V - R = 0.3$
- 8 3 C 1	8598 1134	13.3 12.6	B - V = 0.2, V - R = 0.2
G2154.2.2	0011 4450	11.2	
0313.4-2.3	9011 4311	14.1 13.8	B - V = 0.4, $V - R = 0.7$
	9011 4093	12.4. 12.0	B - V = 0.2, V - R = 0.2
	9011 4641	13.7	warme a y while a part - allow work
G326.3-1.8	8701 1218	12.8, 12.7	B - V = 0.5, V - R = 0.3

Masses of O-type stars are >16 M_{\odot} , whereas masses of B-type stars are in the interval $2.5 M_{\odot} < M < 16 M_{\odot}$ (see Table 4 and Gray [17]) and the mass function of stars has an exponential character with a large slope of about 2.3-3 (Schaerer [32]). On the other hand, masses of the progenitors of SNe on the main sequence are >7-8 M_{\odot} [5,6]. Therefore, the portion of runaways among O-type stars must be considerably larger than the one among B-type stars and this is also known from observational data [20]. But the number of stars with masses $7M_{\odot} < M < 16M_{\odot}$ is about one order of magnitude larger than the number of stars with masses $M > 16 M_{\odot}$ and if we also take into consideration the lifetimes of O and B-type stars together with the mass ratio in binary systems (which have influences inversely proportional to each other), then we can conclude as follows: the number of runaway Btype stars is larger than the number of O-type runaways. In other words, SN explosions lead to birth of B-type runaways more often. Therefore, it is considerably more probable to observe B-type (rather than O-type) runaways in our sample of SNRs given in Table 2.

Depending on the value of slope of the mass function being 2.3 or 3 [32], the number of stars which must end their evolution by SN explosion in arbitrary unit time and which have initial masses in the interval $8-16 M_{\odot}$ is 2-2.5 times larger than the stars with masses >16 M_{\odot} . We can also assume that the mass ratio values of binary systems in these two intervals of mass (i.e. 8-16 M_{\odot} and >16 M_{\odot}) are similar to each other and most of the binary systems have mass ratio >1/4 [33-36]. Then, practically all the binary systems which are included in the former interval of mass and most of the binaries in the latter interval of mass must produce B-type runaways after the SN explosion. Therefore, we must search for B-type runaways in the SNRs. Of course, single stars and wide binaries do not form runaway stars after the explosion (in wide binaries the orbital velocity values are small). Since the number of spectroscopic and eclipsing binaries among OB-type stars constitute ~0.4-0.5 of the total number of OB-type stars, we can roughly expect to find runaway B-type stars in about a little less than half of the SNRs and, according to Iben & Tutukov [2], in each SNR which contain PSR.

Our analysis of the data of the stars which have projections on the central parts ($\theta/6$) of the SNRs show that none of the SNRs examined in this work include an O-type star as expected. Within 32 of the SNRs in our sample, there are B-star candidates and these stars should be observed to identify their spectral types. In the remaining 16 of the SNRs, there is no candidate B-type star. On the other hand, we expect to find B-type stars earlier than B8 ($M > 2.9 M_{\odot}$) in only 23 of the SNRs in our sample based on the data of the progenitor mass ($>7-8 M_{\odot}$) and the mass ratio of the components (>0.25). But it is difficult to estimate the number of runaways

Among the 7 SNRs which contain PSRs, 4 of them do not have B-type stars, therefore, the result given by Iben & Tutukov [2] should be re-analysed. Among the 8 SNRs which contain other types of NSs, 3 of them do not contain B-type stars (see Table 1). On the other hand, out of the 7 SNRs, 2 of them are F-type and 2 of them are C-type, in other words, they contain pulsars with large values of E. But among the 8 SNRs which contain other types of NSs only 1 of them is not S-type and this is not related to a less precise search, because on average they are not more distant sources compared to the SNRs which contain radio pulsars. Therefore, these SNRs contain neutron stars with small values of E (Guseinov et al. [37]).

While examining the distances of NSs from geometrical centers of the SNRs which they are connected to, F-type SNRs should be excluded as such plerionic SNRs are formed by interaction between the strong (active) pulsar with the surrounding plasma. If we take this into consideration, the average distance of radio pulsars from the geometrical centers of SNRs is larger compared to the cases of other types of NS (see Table 1). This shows that radio pulsars have on average larger space velocities compared to other types of NS.We do not consider SNR G111.7-2.1 (Cas A) in this comparison, because this SNR is very young (age \sim 300 yr) that its point source is located at the geometrical (explosion) center of Cas A.

Radio pulsars in SNRs, which we consider in this work (see Table 1), also have high rotational velocity compared to 5 X-ray pulsars among the 8 NSs which belong to other types of NS. There is no PWN around these NSs (of other types) except CXOU J 061705.3+222127.

Acknowledgments. This work is supported by Akdeniz University and Bogazici University.

Akdeniz University, Department of Physics, Antalya, Turkey, e-mail: ohuseyin@akdeniz.edu.tr

- ² TÜBİTAK Feza Gürsey Institute Çengelköy, İstanbul, Turkey ³ Boğaziçi University, Department of Physics, İstanbul,
- Turkey, e-mail: askin@gursey.gov.tr
- ⁴Academy of Science, Physics Institute, Baku, Azerbaijan Republic, e-mail: physic@lan.ab.az
ПОИСК УБЕГАЮЩИХ ОВ-ЗВЕЗД В ОСТАТКАХ СВЕРХНОВЫХ

О.Х.ГУСЕЙНОВ¹, А.АНКАЙ^{2,3}, С.О.ТАГИЕВА⁴

Поиск убегающих звезд в остатках сверхновых позволяет оценить отношение масс в двойных системах, в которых происходит вспышка сверхновой. Такой метод дает информацию также об относительном содержании спектроскопических и тесных двойных среди звезд главной последовательности с массами > $7 - 8M_{\odot}$. Более важно, что этим путем больше будем знать о пространственных скоростях и периодах вращения пульсаров. Мы искали убегающие ОВ-звезды в центральных частях 48 остатков сверхновых, находящихся на расстояниях, меньше 3 клк. В 16-и остатках нашей выборки нет ни одного кандидата в звезды типов О или В, тем самым мы показываем, что пульсары (точечные источники) могут рождаться не только в спектроскопических и тесных двойных. Представлен список звезд, являющихся кандидатами убегающих звезд типа В, расположенных в остатках сверхновых. Спектроскопические исследования этих кандидатов могут дать возможность для решения вышеотмеченных проблем.

REFERENCES

- S.O.Tagieva, A.Ankay, O.H.Guseinov, Submitted to Astron. Astrophys. Transac., (astro-ph/0306117) 2003.
- 2. I.Iben, A.V. Tutukov, Astrophys. J., 456, 738, 1996.
- 3. A.O.Allakhverdiev, O.H.Guseinov, S.O.Tagieva, I.M.Yusifov, Astron. Rep., 74, 297, 1996.
- 4. B.M.S.Hansen, E.S.Phinney, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 291, 569, 1997.
- 5. K.Nomoto, Astron. Astrophys., 277, 791, 1984.
- 6. C.Aydin, S.Ozdemir, O.H.Guseinov et al., Tur. J. Phys., 20, 1149, 1996.
- 7. O.H.Guseinov, E.Yazgan, S.O.Tagieva, S.Ozkan, Rev. Mex. Astron. Astrof., 39, 267, 2003.
- 8. D.L.Kaplan, D.A.Frail, B.M.Gaensler et. al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 153, 269, 2004.
- 9. D.A. Green, "A Catalogue of Galactic Supernova Remnants", 2004, January version (http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/snrs).
- 10. Th. Neckel, G. Klare, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 42, 251, 1980.
- 11. O.H. Guseinov, A.Ankay, S.O. Tagieva, Serb. Astron. J., 167, 95, 2003.

- 12. O.H. Guseinov, A.Ankay, S.O. Tagieva, Serb. Astron. J., 168, 55, 2004.
- 13. O.H. Guseinov, A.Ankay, S.O. Tagieva, Serb. Astron. J., 169, 65, 2004.
- 14. R.W.Sayer, D.J.Nice, V.M.Kaspi, Astrophys. J., 461, 357, 1996.
- 15. C.J.Philp, C.R.Evans, P.J.T.Leonard, D.A.Frail, Astron. J., 111, 1220, 1996. 16. D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis, Astrophys. J., 500, 525, 1998.
- 17. D.F.Gray, "The Observation and Analysis of Stellar Photospheres", Cambridge Univ. Press, second edition, 1992.
- 18. Guide 7 catalog (http://www.projectpluto.com).
- 19. P.J.T.Leonard, M.J.Duncan, Astron. J., 96, 222, 1988.
- 20. D.R. Gies, C.T. Bolton, Astrophys. J. Suppl. Ser., 61, 419, 1986.
- D.Schaerer, C.Charbonnel, G.Meynet, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 102, 339, 1993.
- 22. C. Cruz-Gonzalez, E. Recillas-Cruz, R. Costero et al., Rev. Mex. Astron. Astrof., 1, 211, 1974.
- 23. D. Van Buren, A.Noriega-Crespo, R.Dgani, Astron. J., 110, 2914, 1995.
- 24. O.H.Guseinov, A.T.Saygac, A.O.Allakhverdiev et al., Astron. Let., 26, 725, 2000.
- 25. C.D. Garmany, P. Conti, C. Chiosi, Astrophys. J., 263, 777, 1982.
- 26. Ya.B.Zel'dovich, O.H.Guseinov, Astrophys. J., 144, 840, 1966.
- 27. T.S.Boyajian, T.D.Beaulieu, D.R.Gies et al., Submitted to Astrophys. J. (astro-ph/0410747) 2004.
- 28. J.Sollerman, P.Lundqvist, D.Lindler et al., Astrophys. J., 537, 861, 2000.
- 29. M. Wright, J. Dickel, B. Koralesky, L. Rudnick, Astron. J., 518, 284, 1999.
- 30. O.H. Guseinov, K.I. Novruzova, Astrophysics, 10, 163, 1974.
- 31. P.R.Amnuel, O.H.Guseinov, Astron. Astrophys., 46, 163, 1976.
- D.Schaerer, "A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova", IAU Symp., eds. K. van der Hucht, A.Herrero, C.Esteban, p.642 (astroph/0208227) 2003.
- 33. Z.T.Kraicheva, E.I.Popova, A.V.Tutukov, L.R.Yungelson, Sov. Astron. J., 23, 290, 1979.
- 34. S.J. Hogeveen, Astrophys. Space Sci., 196, 299, 1992.
- 35. C.D. Garmany, P. Conti, P. Massey, Astrophys. J., 242, 1063, 1980.
- O.Demircan, S.Ozdemir, A.O.Allakhverdiev, O.H.Guseinov, Observatory, 115, 202, 1995.
- O.H.Guseinov, A.Ankay, S.O.Tagieva, M.O.Taskin, Int. J. Mod. Phys. D, 13, 197, 2004.
- 38. K.T.S.Brazier, S.Johnston, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 305, 671, 1999.
- 39. F.Camilo, I.H.Stairs, D.R.Lorimer et al., Astrophys. J., 571, LA1, 2002.
- 40. E.Furst, W.Reich, J.H.Seiradakis, Astron. Astrophys., 276, 470, 1993.
- 41. B.M.Gaensler, P.O.Slane, E.V.Gotthelf, G.Vasisht, Astrophys. J., 559, 963, 2001.
- E.B. Giacani, G.M. Dubner, A.J. Green, W.M. Goss, B.M. Gaensler, Astron. J., 119, 281, 2000.
- 43. D.A. Green, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 238, 737, 1989.
- 44. O.H.Guseinov, S.K.Yerli, S.Ozkan, A.Sezer, S.O.Tagieva, Astron. Astrophys.

Transac., 23, 357, 2004.

45. C.J. Hailey, W.W. Craig, Astrophys. J., 455, L151, 1995.

- 46. V.M.Kaspi, R.N.Manchester, S.Johnston et al., Astron. J., 111, 2028, 1996.
- 47. D.R.Lorimer, A.G.Lyne, F.Camilo, Astron. Astrophys., 331, 1002, 1998.
- 48. D. Marsden, R. Lingenfelter, R. Rothschild, J. Higdon, Ame. Astron. Soc., 195, 2605, 1999 (astro-ph/9912315).
- 49. S. Mereghetti, G.F. Bignami, P.A. Caraveo, Astrophys. J., 464, 842, 1996.
- 50. S. Mereghetti, Astrophys. J., 548, L213, 2001.
- 51. C.M.Olbert, C.R.Clearfield, N.E. Williams et al., Astrophys. J., 554, L205, 2001.
- 52. G.G.Pavlov, V.E.Zavlin, J.Trumper, Astrophys. J., 511, L45, 1999.
- 53. J.H.Rho, R.Petre, Ame. Astron. Soc., 183, 101.07, 1993.
- 54. R.S.Roger, D.K.Milne, K.J.Kesteven et al., Astrophys. J., 332, 940, 1988. 55. R.W.Romani, C.-Y.Ng, Astrophys. J., 585, L41, 2003.
- 56. J.N. Taylor, R.N. Manchester, A.G. Lyne, F. Camilo, "A Catalogue of 706 Pulsars", 1996.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.74

НОВЫЕ ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. VI

М.А.КАЗАРЯН, Г.В.ПЕТРОСЯН Поступила 19 ноября 2004 Принята к печати 12 апреля 2005

Приведен список 122 новых галактик с UV-избытком, обнаруженных на пластинках, полученных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1°.5 объективной призмой. Показано, что относительное количество галактик с сильным UV-избытком (баллы 1 и 2), приведенных в табл.1, составляет примерно 55.7%. Оно на 6.7% больше, чем у галактик, обнаруженных ранее. По морфологии спектров эти выборки также отличаются друг от друга. Самое большое отклонение у типа "sd", составляющее примерно 9.9%.

1. Введение. Ранее в [1-5] были опубликованы списки новых галактик с UV-избытком, которые содержат 580 объектов. Галактики были обнаружены на пластинках, полученных одним из авторов (М.А.К.), на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с 1°.5 объективной призмой. Эти наблюдения на небе покрывали площадь, равную приблизительно 1500 кв. градусам. При обнаружении этих галактик пластинки просматривались всего один раз.

Представляет интерес выяснить, во сколько раз увеличивается количество UV-галактик при повторном просмотре пластинок. С этой целью в работе [4] повторному просмотру подверглись 10 пластинок. В результате количество вновь обнаруженных галактик с UV-избытком в среднем увеличилось примерно в 1.4 раза.

В настоящей работе представлены результаты просмотра 20 пластинок, которые на небе покрывают площадь приблизительно 340 кв. градусов. Данные их первичных просмотров приведены в работах [1-5]. На этих пластинках были обнаружены еще 122 галактики с UV-избытком, данные о которых приводятся ниже.

2. Результаты просмотра. Среди вновь просмотренных пластинок, 12 были получены в период от 27 мая до 26 сентября 1970г., 8 - от 6 до 28 июля 1976г. Предельные звездные величины на этих пластинках в фотографических лучах находятся в интервале 17^m.4-18^m.6. В табл.1 приведены данные о вновь обнаруженных галактиках с UV-избытком. Методика поиска галактик, а также обозначения, приведенные в табл.1, те же, что и в [1].

Экваториальные координаты объектов были определены по программе "FITS view" для эпохи 2000г., методика которой существенно отличается от методики, применяемой в [1]. Эта программа позволяет определить координаты с высокой точностью. Среднеквадратическая ошибка определения координат по этой программе, определенная в [6], равна $\sigma_{\alpha} = \pm 0^8.3$ и $\sigma_{\delta} = \pm 2^{\circ}$.

В настоящей работе, в отличие от [1-5], морфологические классы галактик определялись по классификации, разработанной в [7]. Они приведены в последнем столбце табл.1. Для морфологической классификации были использованы цифровые изображения голубых карт Паломарского атласа.

Среди морфологических классов часто встречается символ "г", который означает, что галактика имеет центральную яркую область. Она существенно отличается от ядра галактики и для каждого случая различается размерами и формой. В галактике № 601 наблюдаются две яркие массивные области, каждая из которых имеет эллиптическую форму, но разные размеры. Для выделения этой особенности галактики, после ее морфологического класса в скобках отмечается (r+r).

Таблица 1

No	Галактика	Координаты		Разме-	m	Z	CM-	Морфологи-
	and the second	α ₂₀₀₀	δ ₂₀₀₀	ры		C. C.	каракте- ристика	ческий класс
1	2	3	4	5	6	7	8	9
581	and the second s	00 ^b 00 ^m 11'	34°31' 38"	26"x33"	16 [∞] .4	1,0004	s2	E(r), G
582	MCG+00-01-016	00 00 13	01 07 10	36x48	17.2	0.0247	s3	E+j
583	(Proceedings I Col	00 01 25	01 29 55	30	16.5	1000	d2	Sph(r)+3k+j
584	1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1. 1	00 02 20	01 50 27	16x22	17.5	111 114	s2	E
585		00 03 42	34 00 46	15x20	16.4		d3	Е
586		00 08 26	32 58 04	13	17.2		sl	Sph, G
587	MCG+00-01-028	00 08 38	-00 44 04	30x60	17.2	0.0398	sd3	L(r), P
588	MCG-02-02-074	00 38 39	-11 02 50	24x48	17.3	0.0547	d1	E
589	MCG-02-02-082	00 40 55	-13 46 31	58x60	15.5	0.0283	sd3	E
590		00 46 18	-13 04 19	-16x21	16.5		d3	E
591		11 48 20	75 59 46	. 11x13	17.0		sd3	E+h
592		12 00 59	74 52 19	12x13	16.6	61.000	sd3	Sph+h
293	1000.000000000	12 06 06	75 37 55	12x14	16.6	nor su	\$2	E+h
594	MCG+13-09-016	12 11 19	74 48 27	54x102	16.4	0.0056	d2	E(r)+k
292		12 18 09	21 27 06	7	17.2	CONTRACTOR OF	s2	C
590		12 18 37	74 14 16	14	17.2	alert 1	sd3	Sph+h
500	ser II a re-	12 19 27	23 53 38	12	17.4	2004	sd3	Sph
500	200 Tel: (T. 1 - 1)	12 21 00	74 25 42	14x29	18.2	and o	d3	E(r)
577	1.4 L	12 21 46	77 29 48	23	17.2		\$2	Sph(r)
601	NCC 4221	12 22 07	23 36 29	п.	16.4		sd3	Sph, P
6001	1400 4331	12 22 37	76 10 19	24x132	16.4	0.0052	d3	L(r+r)
602	1 mg	12 25 44	21 24 36	8x13	18.1	10. 2	sd3	E, P609
003		12 25 47	21 24 43	8x16	17.9	Sec	s3	E. P608

СПИСОК ГАЛАКТИК С UV-ИЗБЫТКОМ

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
604		12 29 11	20 22 02	18	18.3	12.4	d3	Sph, P
605	1000	12 32 11	76 49 20	14x18	16.0	1.200	s3	E+2j
606	TYLE I LANGE	12 34 58	75 42 31	33x44	16.5	0.00 00.	d2	E(r)
607	NGC 4572	12 35 46	74 14 42	34x79	15.5	0.0074	d3	L
608		12 41 13	76 22 32	11	17.2	111	s3	С
609		12 41 29	77 27 21	12x16	17.0	110-11	d2	E
610		12 42 57	74 09 46	34	16.6	1000	d2	Sph+h
611	Same of the	12 44 31	74 43 56	10x18	16.8	Longer 14.	sd3	E
612	and the second	12 46 54	74 23 39	10x30	17.4	1211	ď2	E
613		12 48 26	76 06 03	11x17	17.2	1 11 12	sd2	E
614		12 49 34	77 34 28	13	17.4	1.00	d3	Sph+h, P
615	and the second second	12 50 29	75 48 16	13	16.8	111.11	53	Sph
616	a seat in the	12 52 08	75 37 50	17	17.0	12	ď2	Sph+h, P
617		13 09 28	76 55 16	17x21	17.0	·	ď2	E+j
618	10 1 - 1 - 1 A - 3	13 09 42	75 42 03	10x17	17.3	2012	ď2	E+h
619	The second second	13 09 51	76 00 22	9x15	17.2	Sock III.	sd2	E
620	a beauting to a	13 23 22	74 33 38	10x14	17.4	01 10	s2	E+h
621		13 29 34	73 33 40	12x18	16.3	0.052.2	\$2	E, G
622	and the second s	13 33 44	76 55 46	9x15	17.2	1 2 1	d3	E+h
623	12 1 10-1	13 44 47	76 31 28	18	17.2	5	d2	Sph
624	1. 11 -	13 45 30	76 49 04	12,29	17.2	1. 11 11	S	E, P
625	Carl In the state	13 47 44	77 14 55	22x31	16.4	Sec. 10	sd3	E(r)
626	1 A A	14 33 29	70 57 36	30x60	17.2	12 22 2	\$2	E(r)
627	an the second	14 36 57	72 06 16	12x28	17.5	202-1	sd2	E
628		14 41 57	72 00 10	27x35	17.2	1.00 61	d3	E
629	2	14 43 16	70 29 12	13x22	17.4	1.20	sd3	SB
630		14 43 19	70 32 17	21x25	17.2	1.1.1	s3	. E(r)
631		14 43 47	71 41 42	28	17.2	3 27 6	sd3	Sph(r)
632	Br I C	14 43 50	72 45 56	10x26	17.0	V	sd3	E
633	he was the	14 48 21	72 54 09	10x32	17.2	2 21 12	s3	E
634	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	15 03 56	71 00 06	19	17.0	10 10. 1	sd2	Sph
635	at the	15 07 49	71 17 29	7x70	17.5	TAL U.	ď2	L
636	1 - 124	15 19 05	73 25 38	25x37	17.5	1.1.1	s3	E
637	S	15 20 43	72 20 02	12x15	17.3	12 40 , 11 =	sl	C(n)
638	1 - 21 - V	15 22 06	72 58 12	13	17.2	7 2 1	\$3	С
639	33° 1 1 1 1	15 53 06	67 40 20	25x31	17.2		d3	Į(r)
640	6	15 59 50	69 24 38	15x21	17.4	1. T. 1. T.	sdl	E
641	Aller III	16 08 29	68 44 13	`10x15	18.0	1 29 3	\$2	E
642	1 1 1 1 1	16 16 08	66 56 55	14	16.4	1 2	sl	Sph ·
643	1	16 17 12	68 20 24	8	17.2	31.00 m	S	St, P655
644	1400	16 17 15	68 20 39	11x17	16.4	1-11-5	sd1	E, <u>P654</u>
645	1000	16 20 29	67 43 33	9x14	17.5	-	sl	E
646		16 29 41	70 33 06	23x30	17.2	3 P.S.	\$2	SB
647		16 30 02	70 09 20	12x17	17.5		s2	E
648		16 58 14	66 03 47	15	17.4	1.1010	sd3	Sph, G
649		17 05 27	64 51 48	11x19	17.9	0.0790	sd3	E
650		17 12 03	69 03 08	10x27	17.0	-1.22	sd1	L
651		17 16 51	69 00 58	16	17.2		si	Sph
652	1000 1-00	17 19 35	66 12 12	8x16	17.0	0.0778	s3	E, G

М.А.КАЗАРЯН, Г.В.ПЕТРОСЯН

	Таблица 1 (окончание,							
1	2	3	4	5	6	7	8	9
(12)		17 10 44	66 12 24	21-25	16.8		d3	E(r), G
033		17 19 44	60 10 05	8723	17.2	120.25	s2	E
004	and the	17 25 25	65 58 23	16	17.5	1 11 11	sd2	Sph*(r)
655		17 42 00	67 32 21	12x15	17.4	STR TT	sd1	E, G
657	distantia	17 42 38	69 40 53	36	16.4		sd2	Sph(r)
658	MCG+12-17-006	17 43 20	68 45 38	27x36	16.4	1 2 5 1	d3	E
659	MCC - 12-17-000	17 45 40	64 46 42	11x21	16.8	1.5.6.7.6	s3	E
660	AND DO	17 55 18	66 32 24	35x46	16.8	100	d3	E
661	C.	17 56 58	67 29 47	30	17.2	0.0260	S	Sph(r)+mk
662	1 1 1 1 1	17 58 51	68 00 25	34x59	17.5	1.20 21.	d2	S(n)
663	The second	18 00 56	69 46 28	10	17.2		<u>s2</u>	C+h
664	ar tot in	18 00 56	67 21 32	10	17.5	0.1180	s2	С
665	August in the	18 05 45	68 46 47	11x21	17.4	0.00	<u>s</u> 2	SB*
666	AND DOTATION	18 06 41	69 48 23	12x13	18.2		sl	Sph+h, P
667		18 10 56	69 43 21	6x13 ·	17.5		s2	E+j
668	t-t - by	18 13 15	66 46 53	10	17.0	15,255	sl	C
669	1	18 15 52	66 16 05	14x37	17.0	5235	s2	E*
670		18 19 59	65 16 08	17	16.4		SJ	Sph(n)
671	P-21-1 (27)	18 23 26	64 08 34	10x36	17.2	0.0500	sd2	L
672	15 (DE)	18 47 46	72 38 45	10	17.2	2.000	d2	C+h
673	1965 (A. 1977)	18 48 19	72 27 06	8x9	17.0		\$3	C*, P
674		18 54 54	67 57 55	14x19	17.2		d2	E
675		18 56 20	67 58 15	14	17.2	1	d2	Spn
676		19 02 53	73 45 40	28	17.0	200	sdl	Sph(r), P
677	3 . 1.28	19 03 53	71 35 05	12	16.7	-	s2	Spn+n, P
678		19 04 17	72 46 12	11x20	16.5		ID	E
679		19 06 11	72 47 17	11x20	16.5	1.12.12	sd2	E
680	THE FULL	19 19 33	73 21 41	9x17	16.5		ន	E
681		20 45 17	13 02 16	12x15	16.2		53	E
682	IC 1379	21 26 01	03 05 48	36x42	16.8	0.0000	53	
683	IC 5111	21 28 11	02 28 26	36X45	10.8	0.0252	2	E* T#
084	MCG+00-54 024	21 29 08	02 4/ 5/	32X120	17.4	0 0001	12	L E
685		21 32 33	02 41 42	18023	17.4	0.0291	az 	E
080	and the second second	21 37 02	11 34 22	10%28	16.4	0.0223	SUZ	E Sah(r)∔mi
200	TC 1204	21 37 31	14 33 00	- J0 - 40	16.5	0.0254	~13 ~13	Sph(r)
690	MCG-102 55 009	21 40 13	14 57 59	26260	17.0	0.0254	su)	$F^{*}(r)$
600	MCG+02-JJ-000	21 42 27	14 00 53	33258	17.0	0.0100	d3	E(r)
601	MCG 02 56 004	21 -3 30	13 40 39	26224	162	0.0416	43	E(1) E(2k)
607	WICO-02-30-004	22 00 20	-13 04 57	202.4	16.2	0.0380	42	FP
603	MCG_02_56_011	22 02 43	-11 21 42	12249	164	0.0309	d2	L, I
694	MCG-02-30-011	22 04 05	-11 50 27	21	16.8	1 73.02	2	Sph
695	1 10	22 05 37	-13 27 40	27	167		d3	Sph
696	NGC 7783(01)	23 54 10	00 22 51	36x80	162	0.0265	53	E* P715
697	NGC 7783(02)	23 54 12	00 22 37	18x24	164	0.0265	sd3	E. P714
698	(02)	23 54 28	00 25 01	14222	18.0	0.0826	d2	I(r)+i
699	Y T	23 54 43	00 00 50	13/26	165	0.0020	sd2	E+i
700	IC 1522	23 59 04	01 43 09	12x36	16.4	0.0216	d2	L
701	and the second	23 59 13	02 43 22	13x28	18.0		dl	Ē
702	1. at 1 - 14	23 59 25	00 51 12	22x26	18.4	0.0542	d2	Sph+mj

У 9 галактик, при помощи обзорных спектров, были выявлены звездообразные или компактные центральные области, которые не были видны на их фотографиях. Для этих галактик в табл.1 над морфологическим классом поставлена звездочка. Фотографические звездные величины галактик были определены по методу, приведенному в [1].

На рис.1 приведены карты отождествления обнаруженных галактик, полученные с цифровых изображений красных карт Паломарского атласа.

Для 26 из обнаруженных галактик в NED известны красные смещения, величины которых приведены в табл.1.

3. Обсуждение результатов. Интересно сравнить некоторые данные галактик табл.1 с подобными данными галактик из [1-5]. Прежде всего интересно сравнить СМ-характеристики, результаты которых приведены в табл.2. Из таблицы видно, что относительное количество галактик с сильным UV-избытком (баллы 1 и 2), приведенное в табл.1, составляет примерно 55.7%. Оно на 6.7% больше, чем у галактик из [1-5].

По морфологии спектров результаты этих выборок несколько отличаются друг от друга, доходя до 9.9% у типа "sd".

Таблица 2

Бал	илы избытка ((%)	Морфология спектров (%)				
Условное обозначение	По работам По настоя- [1-5] щей работе		Условное обозначение	По работам [1-5]	По настоя- щей работе		
1 2 3	12 37 51	12.3 43.4 44.3	s sd ds d	37 18 3 42	39.3 27.9 0 32.8		

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО СМ-ХАРАКТЕРИСТИКАМ

В табл.3 приведены распределения галактик по морфологическим классам для двух выборок. Морфологические классы галактик выборки [1-5] взяты из [7]. Из табл.3 видно, что распределения морфологических

Таблица З

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО МОРФОЛОГИЧЕСКИМ КЛАССАМ (%)

Условное	По работам [1-5]	По настоя-	Условное	По работам	По настоя-
обозначение		щей работе	обозначение	[1-5]	щей работе
St C Sph E L	5 13.7 18.9 36.4 8.4	0.8 7.4 25.4 54.1 7.4	S SB Ir N nn rr	9.6 0 6.2 0.2 0.2 1.4	0.8 2.5 1.6 0 0 0

классов галактик в двух выборках сильно отличаются друг от друга.

Резюмируя, можно выделить следующие важные результаты:

1. На спектральных пластинках, покрывающих на небе площадь примерно 340 кв. градусов, были обнаружены 122 новые галактики с UV- избытком.

2. Для них были определены экваториальные координаты, СМхарактеристики, угловые размеры, фотографические звездные величины и морфологические классы.

3. Учитывая также галактики, обнаруженные в [1-5], получается, что в этой области неба число галактик с UV-избытком увеличилось примерно в 1.42 раза. Этот результат почти совпадает с вышеприведенным результатом.

4. Показано, что относительное количество галактик с сильным UVизбытком (баллы 1 и 2) в табл.1 составляет примерно 55.7% и оно на 6.7% больше, чем у галактик из [1-5]. По морфологии спектров результаты этих выборок также отличаются друг от друга, доходя до 9.9% у типа "sd".

Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: astro@ysu.am

THE NEW GALAXIES WITH UV-EXCESS. VI

M.A.KAZARIAN, G.V.PETROSIAN

The list of 122 galaxies with UV-excess, discovered on the plates of 40" Shmidt telescope of the Byurakan Observatory with 1°.5 objective prism, is presented. It is shown that the relative number of galaxies with strong UV-excess (class 1 and 2) listed in Table 1, is approximately 55.7%. This result by 6.7% is higher than that of obtained earlier. These samples also differ from each other by morphology of spectra. The largest deviation (about 9.9%) is for type "sd".

Key words: galaxies: UV-excess

ЛИТЕРАТУРА

1.	м.А.Казарян,	Астрофизика,	15,	5, 1979.	
2.	М.А.Казарян,	Астрофизика,	15.	193, 197	9.

- 3. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 16, 17, 1980.
- 4. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 18, 512, 1982.
- 5. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 19, 213, 1983.
- 6. М.А.Казарян, Г.В.Петросян, Астрофизика, 44, 413, 2001
- 7. М.А.Казарян, Астрофизика, 39, 431, 1996.

ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. VI



Рис.1. Карты отождествления галактик (в красных лучах). Север сверху, восток слева. Масштаб 5^{*}.5 на мм.

М.А.КАЗАРЯН, Г.В.ПЕТРОСЯН



Рис.1. (продолжение).

ГАЛАКТИКИ С UV-ИЗБЫТКОМ. VI



Рис.1. (продолжение).

М.А.КАЗАРЯН, Г.В.ПЕТРОСЯН



Рис.1. (продолжение).



Рис.1. (окончание).

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.74

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХ

Р.А.КАНДАЛЯН Поступила 28 июля 2004 Принята к печати 6 апреля 2005

Обсуждаются свойства ОН-мегамазерных галактик в ренттеновском- и радиодиапазонах. На основе выборки ОН-мегамазерных галактик показано, что ренттеновское излучение и ширина радиолинии ОН тесно связаны. Ширина линии также связана с радиоизлучением мегамазеров, но она слабо зависит от инфракрасного излучения и эта связь статистически менее значима. Ширина ОН линии, радио и ренттеновское излучения зависят от центральной массы мегамазеров. Существует слабая связь между радио и ренттеновским излучениями, что является результатом многократных расссяний синхротронных фотонов и выбросов из ядра галактики. Эти результаты предполагают, что в ОН-мегамазерных галактиках активное ядро может быть доминирующим.

1. Введение. Радио и ренттеновское наблюдения являются подходящими методами для исследования центральной части галактик, т.к. радиоволны и жесткое рентгеновское излучение могут проникать в глубь плотной материи, обнаруженной в ОН-мегамазерных галактиках. Многие радиоисточники в ОН-мегамазерных галактиках показывают относительно плоские (α ≥ -0.5) радиоспектры между частотами 1.49 и 8.44 ГГц, а также высокие яркостные температуры $(T_b \ge 10^4 \text{ K})$ [1]. Наблюдаемые плоские радиоспектры и высокие яркостные температуры предполагают наличие активного ядра в этих галактиках (AGN), хотя часть мегамазеров может быть связана с активным звездообразованием (SB). Переменность мазерного ОН-излучения в галактике IRAS 21272+2514 [2] также указывает на наличие активного ядра в этом объекте. VLBI-наблюдения в линии ОН-мегамазерных галактик III Zw 35 [3], Mkn 273 [4-6], Mkn 231 [5-7], Arp 220 [8], IRAS 12032+1707 и 14070+0525 [9] обнаружили молекулярные вращающиеся диски в центрах этих галактик. Градиент поля скоростей излучения предполагает, что компактное ОН-мазерное излучение в этих галактиках связано с массивным центральным объектом. Обнаруженная взаимосвязь между ренттеновским излучением мегамазеров и шириной линии ОН-излучения [10] указывает, что молекулярный диск в этих галактиках может быть ответственным также за рентгеновское излучение. Кроме этого, хорощо известно, что в активных галактиках радио и ренттеновское излучения взаимосвязаны (см., например, [11] и там же ссылки), и области их излучения совпадают.

Целью настоящей работы является исследование вопросов взаимосвязи рентгеновского и ОН-излучений, с одной стороны, рентгеновского и радиоизлучения, с другой, в ОН-мегамазерных галактиках, а также роли инфракрасного излучения. Для этой цели нами использованы новые рентгеновские данные ОН-мегамазеров. В разделе 2 будет обсуждаться выборка ОН-мегамазеров и данные рентгеновских наблюдений, а также результаты анализа данных. В разделе 3 обсуждаются рентгеновское излучение и молекулярный диск. Раздел 4 посвящен анализу связи рентгеновского и радиоизлучения. В разделе 5 обсуждаются результаты настоящей работы.

2. Выборка ОН-мегамазеров в рентгеновском диапазоне. Интересная корреляция была получена между рентгеновской светимостью ОН-мегамазеров и шириной линии ОН-излучения [10]. Была получена следующая зависимость между полушириной линии (*W*, в км с⁻¹) и рентгеновской монохроматической светимостью на частоте 1 кэВ (L_{ixob} , в эрг с⁻¹ Гц⁻¹):

 $\log W = (0.65 \pm 0.18) \log L_{1x3B} - (13.10 \pm 4.28)$ или

 $\log L_{1\times 3B} = (1.06 \pm 0.29)\log W + (21.36 \pm 0.66)$

для 8 объектов, рентгеновское излучение которых было обнаружено спутником ROSAT. В этой статистике верхние пределы рентгеновского излучения для трех мегамазеров были приняты как настоящие измерения.

Таблица 1

IRAS	logL2-1000B	logL _{1.49}	logW	Замечания
	эрг с-1	эрг с-і	KM C-1	NAME AND A DESCRIPTION OF A DESCRIPTION OF
00509+1225	43.71	38.97	2.61	ROSAT [31], ASCA [32]
09320+6134	41.67	39.79	2.08	Chandra [24], ROSAT [33]
10173+0828	39.15	38.72	1.59	XMM-Newton [34]
11257+5850	41.37	39.00	2.39	Chandra [25], ROSAT [33],
- '11- T-1'				ASCA [32], Beppo-SAX [26]
12112+0305	41.20	39.56	2.45	XMM-Newton [21], ROSAT [33]
12243-0036	39.25	37.79	1.85	Chandra [35]
12540+5708	42.40	40.11	2.46	Chandra [24], XMM-Newton [21].
	and the second			ROSAT [33]
13428+5608	42.36	39.69	2.15	Chandra [24], ROSAT [33]
15250+3609	41.14	39.08	2.00	XMM-Newton [21], ROSAT [33]
15327+2340	40.90	39.47	2.07	Chandra [24], ROSAT [33]
17208-0014	41.33	39.70	2.22	Chandra [24], XMM-Newton [21]
20100-4156	39.78	37.96	1.93	XMM-Newton [21]
22491-1808	40.88	38.83	2.23	XMM-Newton [21], ROSAT [33]
		, , , , , , , , , , , , , , , , , , ,		

СПИСОК ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК С РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

РЕНТГЕНОВСКОЕ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОН ГАЛАКТИКАХ 423

Благодаря рентгеновским спутникам Chandra, XMM-Newton, ASCA' и Верро-SAX число мегамазеров с рентгеновским излучением составляет 13 как в диапазоне мягкого (0.5-2 кэВ), так и в диапазоне жесткого (2-10 кэВ) рентгеновского излучения. Плотности потоков рентгеновского излучения были измерены у всех 13 галактик. Поэтому имеет смысл переанализировать зависимость между шириной ОН-линии и рентгеновской светимостью, полученной в работе [10]. В табл.1 приведен список 13 мегамазеров с рентгеновским излучением. В столбцах табл.1 последовательно даны: 1. Название галактики по каталогу IRAS. 2. Рентгеновская светимость в диапазоне 2-10 кэВ, L_{2-10 кэВ}. 3. Радиосветимость на частоте 1.49 ГГц, L₁₄₉. 4. Полуширина (FWHM) линии ОН в системе покоя галактики. W. 5. Ссылки на ренттеновские наблюдения. Ренттеновские и радиосветимости были вычислены согласно формулам, приведенным в работе [10]. В тех случаях, когда некоторые рентгеновские измерения были приведены в литературе для отдельных источников, в табл.1 включены их усредненные значения. Данные радионаблюдений на частоте 1.49 ГГц были взяты из работ [12,13]. Красные смещения галактик и плотности IRAS потоков на волне 60 µm (см. раздел 4) были собраны из каталога NED². Полуширины ОН-линии были взяты из работы [14]. Постоянная Хаббла принята H = 75 км с⁻¹ Мпк⁻¹. В табл.2 приведены коэффициенты корреляций между полушириной линии и другими параметрами (L2-1000B, L149, L60, Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТ КОРРЕЛЯЦИИ г, ЗНАЧИМОСТЬ р И ЧИСЛО ГАЛАКТИК N ДЛЯ ОН-МЕГАМАЗЕРОВ

100	$\log L_{2-10mB}$	log <i>L</i> _{1.49}	logL ₆₀
log W	r = 0.84	r = 0.30	r = 0.23
	p = 0.0004	p = 0.008	p = 0.03
	N = 13	N = 87	N = 87

где L_{60} - инфракрасная светимость на волне 60 µm). Коэффициенты корреляций r и их значимости p (p - вероятность того, что корреляция между двумя переменными случайная), число галактик N (в литературе приведены данные полуширины линии гидроксила и ее интенсивности одновременно только у 87 мегамазерных галактик, хотя известны более чем 110 мегамазеров (см. [1,10] более подробно)). Из табл.2 видно, что ширина линии и ренттеновское излучение сильно коррелированы. Ширина линии также коррелирована со светимостями в радио и инфракрасном диапазонах, однако эти корреляции слабее, более того,

[/] http://www.astro.isas.ac.jp/asca/catalog

² The NASA-IPAC Extra-galactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, Cattech under contract with the National Aeronautics and Space Administration (USA).

Р.А.КАНДАЛЯН

корреляция между W и L_{60} менее значима, чем корреляция между W и $L_{2-1000B}$. Дарлинг и Джиованелли [15] определили коэффициенты корреляций между (W, L_{149}) и (W, L_{60}) как 0.52 и 0.38, соответственно, для 34 ОН-мегамазеров.

Уравнение линейной регрессии между L_{2-10ков} и W для 13 мегамазеров имеет следующий вид:

$$\log L_{2-10r_{B}} = (3.78 \pm 0.75)\log W + (33.01 \pm 1.63). \tag{1}$$

Видно, что наклон этой зависимости близок к 4, $s \approx 4$. На рис.1 приведена эта зависимость. Нетрудно заметить, что эта зависимость существенно отличается от приведенной в работе [10] для 8 галактик.



Рис.1. Зависимость между рентгеновской светимостью и шириной ОН-линии. Линейная регрессия указана.

Это отличие коэффициентов регрессии имеет несколько причин. Вопервых, в нашей предыдущей статистике [10], как отмечалось выше, верхние пределы рентгеновского излучения (ROSAT) для IRAS 12112+0305, 15250+3609 и 22491-1808 были приняты как настоящие измерения плотностей потоков, в то время как XMM-Newton наблюдения измерения плотностей потоков, в то время как XMM-Newton наблюдения измерения плотностей потоков, в то время как XMM-Newton наблюдения измерения рентгеновские потоки этих галактик (табл.1). Во-вторых, число объектов с измеренными рентгеновскими потоками более чем в два раза больше, чем в работе [10]. Поэтому приведенная зависимость (1) более точная, чем определенная в работе [10]. Кроме этого, в работе [10] были использованы монохроматические рентгеновские светимости на 1 кэВ, а в данной работе приведены интегральные рентгеновские светимости в диапазоне 2-10 кэВ.

3. Вращающийся молекулярный диск и рентгеновское излучение. В этом разделе мы обсудим связь между $L_{2-1065B}$ и W (1), которая показывает, что с уширением линии ОН рентгеновская светимость растет. Профиль линии излучения является результатом распределения и кинематики газа. Уширение линии является следствием либо дисперсии скоростей между отдельными облаками, либо вращения галактики. Обычно ОНизлучение сосредоточено в центре галактики в пределах 100 пк. Поэтому

РЕНТГЕНОВСКОЕ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОН ГАЛАКТИКАХ 425

молекулярный ОН-газ показывает вращение или лисперсию скоростей облаков в центральной части галактики, включая врашающийся ядерный диск. В ОНмегамазерных галактиках могут существовать врашающийся ядерный диск или расширяющиеся облака, которые образуются вследствие энергии звездообразования или активности ядра. Как отмечалось во Введении, у ряда ОН-мегамазеров были обнаружены вращающиеся молекулярные диски, и уширение ОН-линии обусловлено этим вращением. У индивидуальных ОНмазерных конденсаций обычно ширины линий составляют несколько десятков км с⁻¹. в то время как истинная ширина линии намного меньше, чем 1 км с⁻¹. Используя результаты VLBI-наблюдений мегамазерных галактик и уравнение (1), можно вывести зависимость рентгеновской светимости от параметров молекулярного диска, в частности, от центральной массы диска. Авторы работ [3-8] определили центральные массы молекулярных дисков у ОНмегамазеров III Zw 35, Mkn 231, Mkn 273 и Arp 220, принимая, что молекулярный диск представляет вращающийся кеплеровский диск. Для кеплеровского вращающегося диска, наблюдаемого сбоку, ширину линии излучения в системе покоя галактики можно определить по следующей формуле:

$$W = (GM/R)^{0.5} (1+z) \sin\phi, \qquad (2)$$

где G - гравитационная постоянная, M - центральная масса, R - радиус диска, z - красное смещение, a ϕ - азимутальный угол в диске, определенный по отношению линии, соединяющей центр диска и наблюдателя (sin ϕ = d/R, где d - так называемый параметр воздействия (impact parameter) - проекция расстояния на небе вдоль большого диаметра, измеренная от центра диска). С другой стороны, согласно (1) $L_{2-10\kappa B} = kW^4$, где logk = 33.01 и s = 3.78 ≈ 4. Объединяя (1) и (2), можно записать

$$L_{2-10 \text{ k} \to \text{B}} = k \frac{(GM)^{s/2}}{R^{3s/2}} (1+z)^s d^s \approx k \frac{(GM)^2}{R^6} (1+z)^4 d^4.$$
(3)

Видно, что рентгеновская светимость зависит от параметров диска, в частности, она пропорциональна квадрату массы, сосредоточенной в центре диска. Хорошо известно, что рентгеновское излучение галактик с активным ядром и галактик с активным звездообразованием является результатом теплового излучения (thermal bremsstrahlung) или комптоновского рассеяния. То обстоятельство, что рентгеновская светимость ОН-мегамазеров зависит от центральной массы диска, по нашему мнению, вполне естественно, т.к. светимость любого астрономического объекта зависит от его массы. В данном случае эта зависимость имеет почти квадратичную форму. Следует отметить, что зависимость $L_{2-10къв} \propto W^4$ напоминает хорошо известную зависимость Талли-Фишера, которая связывает светимость спиральной галактики и ее скорость вращения ($L \propto V^4$, где V - скорость вращения).

4. Радио и рентгеновское излучения. Как отмечалось, в активных галактиках и в галактиках с активным звездообразованием радио и рентгеновское излучения взаимосвязаны (см., например, [11] и там же ссылки). Поэтому есть смысл исследовать эту же связь для ОН-мегамазеров. Анализ наших данных (табл.1) показывает, что линейная регрессионная связь между $L_{1.49}$ и $L_{2-10ков}$ имеет следующую форму:

$$\log L_{149} = (0.35 \pm 0.12) \log L_{2-10x3B} + (24.61 \pm 5.15), \tag{4}$$

(r = 0.65, p = 0.01, N = 13). Используя (1), можно оценить ожидаемые рентгеновские светимости ОН-мегамазеров для выборки 87 галактик, что также увеличит число рентгеновских данных. Линейная связь между $L_{1.49}$ и $L_{2-10\kappa > B}$ (оцененная рентгеновская светимость) имеет следующую форму:

 $\log L_{1.49} = (0.16 \pm 0.06) \log L_{2-10x3B}^{e} + (32.60 \pm 2.44)$ (5)

(r=0.3, p=0.008, N=87). На рис.2 приведена эта зависимость. Видно, что наклон зависимости между радио и ренттеновским излучениями становится более плоским, а корреляция - более слабой. Это обстоятельство имеет свое объяснение. Обычно в активных галактиках ренттеновское излучение имеет тепловую природу. Однако, согласно теоретическим



Рис.2. Связь между радно и рентгеновской светимостями. Линейная регрессия указана.

расчетам ([16] и там же ссылки), синхротронные фотоны могут рассеиваться (обратный комптон-эффект) n раз и это приведет к ослаблению корреляции между светимостями в радио и ренттеновском диапазонах. В то же время наклон зависимости становится более плоским, чем в случае чисто теплового ренттеновского излучения. Согласно [16], в активных галактиках связь между радио и ренттеновской светимостями дается следующим выражением: $L_R \propto ML_X^{6/5(n+1)}$, где L_x и L_x - радио и ренттеновская светимости соответственно, M - масса центральной части галактики, n - число рассеяний фотонов. Видно, что при увеличении числа рассеяний наклон становится более плоским. Для разных значений M эта зависимость хорошо аппрок-

РЕНТГЕНОВСКОЕ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОН ГАЛАКТИКАХ 427

симируется выражением $L_R \propto M L_X^{0.1}$ [16], что очень близко к (5). Выбросы из активного ядра также могут уменьшать наклон зависимости L, -L, [16]. В том случае, когда радиоизлучение обусловлено активностью выбросов из ядра, связь между радио и рентгеновским излучениями дается выражением $L_{R, M} \propto M^{(x-1)/x} L_X^{1/x}$, где $2 \le x \le 10$, и в широком диапазоне значений x корреляция между светимостями слабая. Авторы работы [17] полагают, что в активных галактиках радио и рентгеновское излучения обусловлены выбросами из ядра. В этом случае связь между L, и L, имеет вид $L_{R, iet} \propto M^{\alpha_R - m\alpha_X} L_{X, iet}^m$, где α_R и α_X являются радио и рентгеновскими спектральными индексами соответственно, а $m = \frac{(17/12) - (2/3)\alpha_R}{(17/12) - (2/3)\alpha_X}$. Для выборки ОН-мегамазеров $\alpha_R \approx 0.36$ [1] и $\alpha_X \approx -0.6$ (это характерное значение для активных галактик [17]), следовательно $L_{R, jet} \propto M^{0.74} L_{X, jet}^{0.64}$ Значение наклона этой зависимости 0.64 больше, чем наблюлаемое значение 0.35 (уравнение (4)) и значительно больше, чем ожидаемое значение 0.16 (уравнение (5)). Поэтому, по нашему мнению, в ОН-мегамазерных галактиках ренттеновское излучение, в основном, имеет тепловую природу, а радиоизлучение - нетепловую природу [1] и их связь осуществляется через центральный источник энергии с массой М, обратным комптон-эффектом и выбросами из ядра. Согласно [18], в ОН-мегамазерах Mkn 231 и UGC 5101 были обнаружены выбросы, связанные с активностью ядер этих галактик. Подобные выбросы также обнаружены у мегамазера Mkn 273 [19].

5. Обсуждение. Мегамазерное излучение гидроксила (ОН) обнаружено у мошных инфракрасных галактик. Галактики с мегамазерным излучением имеют либо активное ядро, либо высокую степень активности звездообразования в центральной части галактики. Активное ядро и активное звездообразование могут производить излучения во всем спектре электромагнитных волн. Оба источника энергии могут существовать в одной и той же галактике. Однако только на основе качественного анализа можно заключить, какой источник энергии является основным в той или иной галактике. Жесткое ренттеновское излучение и линия излучения Fe-K на волне 6.4 кэВ являются характерными индикаторами скрытых AGN. Более того, наличие широкой Fe-K линии указывает на существование низкотемпературной материи в окрестностях ядра галактики. Рентгеновские наблюдения с помощью спутников ХММ-Newton и Верро-SAX обнаружили скрытое AGN в галактике Mkn 231 [20, 21]. Иманиши и др. [22] обнаружили как скрытое ядро, так и Fe-К линию в галактике UGC 5101. В галактике Mkn 273 были обнаружены и скрытое ядро [23, 24], и Fe-К линии [24]. Жесткое ренттеновское излучение обнаружено от обоих ядер Mkn 171 [25]. Линия Fe-К также присутствует в этой галактике [26,27]. В галактике Arp 220 также

может существовать скрытое ядро [28]. Эти результаты показывают, что в мегамазерных галактиках наличие скрытого активного ядра является характерным явлением.

Авторы работы [29] показали, что в галактиках с мощным инфракрасным излучением, инфракрасное излучение, в основном, исходит от областей, расположенных на расстоянии нескольких сот пк от центра галактики, и оно связано с процессом звездообразования, а не активностью ядра [30]. Поэтому можно предположить, что инфракрасное излучение этих галактик слабо зависит от центральной массы, в то время как часть радио и рентгеновского излучений, которая генерируется в окрестностях центра, может быть связана с активностью ядра и более тесно коррелирована с центральной массой, как указывалось выше.

Хорошо известно, что AGN-галактики имеют либо плоские, либо инвертированные спектральные индексы, а также высокие яркостные температуры. В связи с тем, что принципом отбора галактик настоящей выборки является ее мегамазерная активность и многие из них имеют относительно плоские спектральные индексы и высокие яркостные температуры [1], можно предположить, что мегамазерная и ядерная активности взаимосвязаны. Более того, наблюдаемые корреляции между переменными L2-1000B, W и L149 (табл.2) подразумевают наличие AGN в этих галактиках. Корреляции между этими переменными, в основном, обусловлены тем, что все они зависят от центральной массы. Тот факт, что FIR-излучение и ширина ОН-линии не коррелируют (или коррелируют слабо), может означать, что FIR-излучение этих галактик происходит на относительно большом расстоянии от центра галактики (несколько сот пк). Для настоящей выборки OH-мегамазеров FIR и рентгеновское излучения не коррелируют. Наблюдения в радиоконтинууме (VLBI) ОН-мегамазерных галактик Mkn 231 и UGC 5101 показали, что в масштабе ~100 пк радиоизлучение этих объектов связано с AGN, а не со звездообразованием [18]. Радиоизлучение за пределами ~100 пк может быть обусловлено звездообразованием.

6. Заключение. На основе выборки ОН-мегамазерных галактик показано, что рентгеновское излучение и ширина радиолинии ОН тесно связаны. Ширина линии также связана с радиоизлучением мегамазеров, но она слабо зависит от инфракрасного излучения и эта связь статистически менее значима. Ширина ОН-линии, радио и рентгеновское излучения зависят от центральной массы мегамазеров. Существует слабая связь между радио и рентгеновским излучениями, что является результатом многократных рассеяний синхротронных фотонов и выбросов из ядра галактики. Эти результаты предполагают, что в ОН-мегамазерных галактиках активное ядро может быть доминирующим, хотя к этому

РЕНТГЕНОВСКОЕ И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОН ГАЛАКТИКАХ 429

вопросу нужно относиться довольно осторожно и он нуждается в дальнейшем исследовании.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения Институт астрономии и космических наук университета Ал Ал-Бейт, Иордания, e-mail: kandalyan@yahoo.com

SOME PROPERTIES OF THE X-RAY AND RADIO EMISSION OF THE OH MEGAMASER GALAXIES

R.A.KANDALYAN

The properties of OH megamaser galaxies in the X-ray and radio continuum domains are discussed. On the basis of a sample of megamaser galaxies it is found that X-ray emission is tightly related to the OH line width. The OH line width is related to both radiocontinuum and FIR emission, however the last correlation is tiny and less significant. The OH line width, radio continuum and the X-ray are related to the central mass of megamaser galaxies. There is a weak correlation between the X-ray and radio continuum in megamaser galaxies, which may due to multiple upscattered synchrotron photons and nuclear jet activity. These results suggest that in OH megamaser galaxies an active nucleus may dominate.

Key words: masers: galaxies: X-ray: radiocontinuum

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р.А.Кандалян, Астрофизика, 48, 281, 2005.
- 2. J.Darling, R.Giovanelli, Astrophys. J., 569, L87, 2002.
- 3. Y.M.Pihlstrom, J.E.Conway, R.S.Booth, P.J.Diamond, A.G.Polatidis, Astron. Astrophys., 377, 413, 2001.
- 4. J.A.Yates, A.M.S.Richards, M.M.Wrigth et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 317, 28, 2000.
- 5. A.M.S.Richards, R.J.Cohen, G.H.Cole et al., in "Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions", Proc. IAU Symp., 205, 2001, ed. R.T.Schilizzi, (Manchester, UK), 212.
- 6. H.R.Klockner, W.A.Baan, Astron. Astrophys., 419, 887, 2004.
- 7. H.R.Klockner, W.A.Baan, M.A.Garrett, Nature, 421, 821, 2003.

- 8. E.Rovilos, P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 342, 373, 2003.
- 9. Y.M.Pihlstrom, W.A.Baan, J.Darling, H.R.Klockner, AAS Meeting, 203, 146.02, 2003.
- 10. R.A.Kandalyan, Astron. Astrophys., 404, 513, 2003.
- 11. Р.А.Кандалян, Х.М.К.Ал-Наими, Астрофизика, 45, 341, 2002.
- 12. Р.А.Кандалян, Астрофизика, 48, 125, 2005.
- 13. J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et. al., Astron. J., 115, 1693, 1998.
- 14. J.-M.Martin, PhD thesis, University de Paris VII, France, 1989.
- 15. J.Darling, R.Giovanelli, Astron. J., 124, 100, 2002.
- 16. I.Yi, S.P.Boughn, Astrophys. J., 499, 198, 1998.
- 17. H.Falcke, E.Kording, S.Markoff, Astron. Astrophys., 414, 895, 2004.
- 18. C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, P.J.Diamond, Astrophys. J., 592, 804, 2003.
- 19. H.R.Klockner, W.A.Baan, in "The 6th European VLBI Network Symposium", 2002, eds. E.Ros, R.W.Porcas, A.P.Lobanov, J.A.Zensus, (Bonn, Germany), 175.
- 20. V.Braito, R.Della Ceca, E.Piconcelli et al., Astron. Astrophys., 420, 79, 2004.
- A.Franceschini, V.Braito, M.Persic et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 343, 1181, 2003.
- 22. M.Imanishi, Y.Terashima, N.Anabuki, T.Nakagawa, Astrophys. J., 596, L167, 2003.
- 23. X.Y.Xia, S.J.Xue, S.Mao et. al., Astrophys. J., 564, 196, 2002.
- A.Ptak, T.Heckman, D.Strickland, N.A.Levenson, K.Weaver, Astrophys. J., 592, 782, 2003.
- 25. A.Zezas, M.J.Ward, S.S.Murray, Astrophys. J., 594, 31, 2003.
- 26. R.Della Ceca, L.Ballo, F.Tavecchio et al., Astrophys. J., 581, 9, 2002.
- 27. L.Ballo, V.Braito, R.Della Ceca et al., Astrophys. J., 600, 634, 2004.
- 28. D.L. Clements, J.C. MacDowell, S.Shaked et. al., Astrophys. J., 581, 974, 2002.
- 29. J.K.Kuraszkiewicz, B.J.Wilkes, E.J.Hooper et al., Astrophys. J., 590, 128, 2003.
- D.Farrah, J.Afonso, A.Efstahiou et. al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 343, 585, 2003.
- 31. T. Wang, W. Brinkman, J. Bergeron, Astron. Astrophys., 309, 81, 1996.
- 32. Y. Ueda, Y. Ishisaki, T. Takahashi, K. Makishima, T. Ohashi, 2003, http:// www.astro.isas.ac.jp/asca/catalog.
- D.Rigopoulou, A.Lawrence, M.Rowan-Robinson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 278, 1049, 1996.
- M.G.Watson et al., The First XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue, XMM-Newton Survey Science Center (SSC), 2003, http://xmmsscwww.star.le.ac.uk.
- 35. R. Maiolino, A. Comastri, R. Gilli et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 344, L59, 2003.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 52-726

THE COULOMB INTERACTION ENERGY OF PLASMAS WITH SUPERCONDUCTING PARTICLES

D.M.SEDRAKIAN, R.A.KRIKORIAN Received 22 April 2005

We derive a partial differential equation for the determination of the electric potential in a fully ionized plasma. Using the time independent solutions for electrostatic potential we calculate the Coulomb interaction energy of the particles in a superconducting plasma. We show that, when electrons become superconducting, the energy change corresponding to the Coulomb interaction part is positive, while the correlation part is negative. The same phenomenon occurs in the core of the neutron stars when protons become superconducting.

Key words: Plasmas.interaction energy

1. Introduction. It is well known, that in the interior of a fully ionized plasma the electric field may differ from zero in the neighbourhood of an ion. This field decreases exponentially over a characteristic distance λ_D from the ion, known as the Debye length. For the gaseous plasma λ_D^2 is proportional to the temperature T, whereas in solid state plasma for Fermi particles it is proportional to the Fermi energy. In this paper we shall see, that for superconducting particles $\lambda_D^2 = \lambda^2$, where λ is the London penetration depth, and hence, λ_{n}^{2} is proportional to the rest mass of a Cooper pair. Equation for the electrostatic potential φ and its solutions, which we will consider below, can be used for calculating the Coulomb interaction energy of the solid state and nuclear plasma. In section 2 we obtain the equation satisfied by the scalar potential φ under the assumption that the Cooper pair's density *n*, is constant. In section 3 the electrostatic potential for solid state and nuclear plasma is calculated. In section 4 we derive the Coulomb interaction energy of solid state plasma in superconductors and nuclear plasma in the core of neutron stars. We also calculate the energy change for the superconducting phase transition of electrons and protons. As we will see below the change of the Coulomb interaction energy has the opposite sign in comparison with the change of superconducting correlation energy.

2. Equation for scalar potential φ and its solution. As it is well known, in the presence of a magnetic field the constitutive relation expressing the connection of electric current density with the vector potential of electromagnetic field \overline{A} , proposed by London in his phenomenological theory

D.M.SEDRAKIAN, R.A.KRIKORIAN

of superconductivity, is [1]

$$\bar{j} = -\frac{e^2 n_s}{mc} \bar{A}.$$
 (1)

If we generalize this equation to the four dimensional case taking into account that n_{i} is invariant in Minkovsky space, we will get

$$j_i = -\frac{e^2 n_s}{mc} A_i , \qquad (2)$$

where i = 1, 2, 3, 4. If we put $j_4 = i\rho$, and $A_4 = i\varphi/c$, where ρ is the charge density of the plasma, the fourth component of equation (2) will take the form [2]

$$\rho = -\frac{e^2 n_s}{mc^2} \varphi \,. \tag{3}$$

Poisson's equation for the potential φ , when a test charge Ze is placed at the origin, reads:

$$\Delta \varphi = -4\pi \rho - 4\pi Ze \,\delta(r). \tag{4}$$

Inserting equation (3) into equation (4) we obtain the following partial differential equation for φ :

$$\Delta \varphi - \frac{1}{\lambda^2} \varphi = -4\pi Ze \,\delta(r) \,, \tag{5}$$

where

$$\lambda = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_x}}.$$
 (6)

Equation (5) has the well known spherical symmetric solution:

$$\varphi(r) = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \qquad (7)$$

in which the London penetration depth plays the same role as the Debye radius in the case of normal particles.

3. Electrostatic potential in a charged plasma. As is well known the potential of a charged particle in a plasma is screened by the distribution of charged particles of opposite sign [3]. The Fourier-component of the longitudinal component of the dielectric constant $\varepsilon_1(0, k)$, when $\omega \to 0$ for a mixture of normal and superconducting particles has the following form [4]

$$\varepsilon_i(k,0) = 1 + \sum_i \left(\frac{1}{k^2 a_{in}^2} + \frac{1}{k^2 a_{is}^2} \right), \tag{8}$$

where a_{k} and a_{k} are the Debye radius of normal and superconducting particles, respectively. For the solid-state plasma the positive particles are ions, which are normal, and negative particles are electrons. The Debye radius for ions can be found from formula [4]:

INTERACTION ENERGY OF PLASMAS

$$a_{in} = \frac{v_i}{\Omega_i}, \quad v_i = \sqrt{\frac{E}{M}},$$
 (9)

where E is the mean kinetic energy, M is the mass of the ions, Ω_l is the ion plasma frequency,

$$\Omega_i = \sqrt{\frac{4\pi n_i z^2 e^2}{M}} \,. \tag{10}$$

Here eZ and n_i are the charge and the density of ions, respectively. From (9) and (10) we obtain for a_i the following expression

$$a_{in} = \sqrt{\frac{E_i}{4\pi e^2 n}} , \qquad (11)$$

where

$$E_l = E \frac{n}{z_l^2 n_l} \tag{12}$$

and n - is the density of electrons. Considering the sample of superconductor as a solid at low temperature, for the mean vibrational kinetic energy of ions one can use the following expression

$$E = \frac{k_B T}{2} D\left(\frac{\theta}{T}\right), \tag{13}$$

where $D(\theta/T)$ is the Debye function, θ is the Debye temperature. In an analogous manner one can find the Debye radius of the free normal particles

$$a_{in} = \sqrt{\frac{\varepsilon_F^i}{4\pi e^2 n_n}},\qquad(14)$$

where ε_F^i is the particle Fermi-energy. The role of the Debye radius for the superconducting particles, as we have seen above, is playd by the London penetration depth λ , i.e.

$$a_{is} \equiv \lambda = \sqrt{\frac{m_i c^2}{4\pi e^2 n_s}}, \qquad (15)$$

where m_i and n_j is the mass and the density of the superconducting particles, respectively. If we define:

$$a^{-1} = \sqrt{\sum_{I} \left(\frac{1}{a_{lin}^2} + \frac{1}{a_{lin}^2} \right)}$$
(16)

then the Fourier-component of the electrostatic potential φ_k will take the form [4]

$$\varphi_{k} = \frac{\frac{eZ_{l}}{\varepsilon_{0}}}{k^{2}\varepsilon_{l}(o,k)} = \frac{\frac{eZ_{l}}{\varepsilon_{0}}}{k^{2}+a^{-2}},$$
(17)

where ε_0 is the dielectric constant of the sample under consideration. Finally, for the electrostatic potential of a charged particle eZ_n we can write

the following expression

$$\varphi_{I}(r) = \int \varphi_{k} \exp\left(i\bar{k}\bar{r}\right) \frac{d\bar{k}}{(2\pi)^{3}} = \frac{eZ_{I}}{\varepsilon_{0}r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right), \quad (18)$$

where r is the distance to the charge eZ_p while a is determined from Eqs. (11)-(16). It is worth to mention that (18) is the generalization of the formula (7) for a plasma with dielectric constant ε_0 and effective Debye radius a.

4. The Coulomb interaction energy of a plasma at $T \rightarrow 0$. The Coulomb interaction energy between the charged particles in a plasma is of the form [3]

$$W = \frac{1}{2} V \sum_{i} Z_{i} e n_{i} \varphi_{i}^{\prime} . \qquad (19)$$

Here φ_i' is the potential created by all the charged particles at the point r=0, except the field of the particle with charge eZ_r , located at that point and V is the volume of the sample. Expanding the potential $\varphi_i(r)$, Eq. (18), in the vicinity of the point r=0:

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \frac{eZ_i}{\varepsilon_0 r} \left(1 - \frac{r}{a} \right) = \frac{eZ_i}{\varepsilon_0 r} - \frac{eZ_i}{\varepsilon_0 a}.$$
 (20)

 φ'_i can be identified as the second term on the right-hand-side of the expression (20). Substituting φ'_i in Eq. (19), we obtain the energy per unit volume:

$$w_e = \frac{W}{V} = -\frac{e^2}{2\varepsilon_0 a} \sum_i Z_i^2 n_i \,. \tag{21}$$

Let us calculate the Coulomb interaction energy for two cases: for the solid-state plasma, which corresponds to ordinary or high T_c superconductors and for the nuclear plasma composed of neutrons, protons and electrons in the interior of a neutron star. The results of our calculation can be used for the investigation of phase transition in superconductors and neutron stars.

First let us start with the calculation of the Coulomb interaction energy for solid-state plasma at $T \rightarrow 0$. In this case crust ions are normal but one part of the electrons with density n_s are normal and the other part with density n_s are superconducting. Using Eqs. (11)-(16) we can compute the quantity *a* for this case. Taking into account the smallness of the quantities E_l/ε_F and E_l/mc^2 compared to unity, we rewrite w_c as

$$w_{c} = -\frac{e^{2}}{2\varepsilon_{0}} \sum_{i} \left(\frac{4\pi c^{2} n}{E_{i}} \right)^{1/2} Z_{i}^{2} n_{i} \left[1 + \frac{E_{i} n_{n}}{2\varepsilon_{F}^{e} n} + \frac{E_{i}}{2 m_{e} c^{2}} \frac{n_{s}}{n} \right], \quad (22)$$

where ε_F^e - the Fermi-energy of electrons. The energy density of the Coulomb interaction w_e^n in the case of normal electrons follows from (22) when $n_n = n$ and $n_i = 0$, i.e.

$$w_{c}^{n} = -\frac{e^{2}}{2\varepsilon_{0}} \sum_{i} \left(\frac{4\pi c^{2} n}{E_{i}}\right)^{1/2} Z_{i}^{2} n_{i} \left[1 + \frac{E_{i}}{2\varepsilon_{F}^{e}}\right].$$
 (23)

The gain in the energy density at the phase transition of the sample due to the Coulomb interaction is

$$\Delta w_c = w_c - w_c^n = \frac{e^2 n}{4\varepsilon_0 \varepsilon_F^e} \sum_l \left(4\pi e^2 n E_l\right)^{1/2} \frac{Z_l^2 n_l}{n} \left(1 - \frac{\varepsilon_F^e}{.mc^2}\right) \frac{n_s}{n}.$$
 (24)

If we take into account that $\varepsilon_F/mc^2 \ll 1$ and substitute for E_i the expression (12) in (24) we will obtain

$$\Delta w_e = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\left(e^2 n\right)^{3/2}}{\sqrt{\varepsilon_F^e}} \left(\frac{E}{\varepsilon_F^e}\right)^{1/2} \frac{n_s(T)}{n} \sum_l \left(\frac{\pi Z_l^2 n_l}{4n}\right)^{1/2} .$$
(25)

If we substitute for E the expression (13) and use the asymptotical expression for the function $D(T/\theta)$ in the limit $T/\theta << 1$ we obtain

$$\Delta w_c = A \left(\frac{T}{T_c}\right)^2 \frac{n_s}{n}, \qquad (26)$$

where

$$A = \left(\frac{\pi^5}{40}\right)^{1/2} \frac{(e^2 n)^{3/2}}{\varepsilon_0} \frac{(k_b T)^{1/2}}{\varepsilon_F^e} \left(\frac{T_c}{\theta}\right)^2 \sum_i \left(\frac{Z_i^2 n_i}{n}\right)^{1/2}$$
(27)

and T_c is the temperature of the superconducting phase transition. One should note that the change in the energy density of the superconductor at the phase transition has commonly a negative sign, while, as we see here, the Coulomb interaction part of this change is positive. This is a consequence of the Debye radius increase of the superconducting electrons, according to Eq. (6). The expression (27) can be used for investigating of the superconducting phase transition for ordinary and high T_c - superconductors.

Now let us consider the core of a neutron star, which consist of neutral neutrons, and protons and electrons. At high temperature all charged particles are normal. When the temperature becomes less than the phase transition temperature for protons $T_c \simeq 10^9 \text{K}$, they become superconducting, while electrons remain normal. To calculate the effective radius *a* for this case we have to use the Eqs. (14) and (15) to obtain the Debye radius for electrons and protons. Substituting their expressions into Eq. (16) we will find

$$a^{-1} = \left(\frac{4\pi e^2 n}{\varepsilon_F^e}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{\varepsilon_F^{(e)}}{\varepsilon_F^{(p)}} \frac{n_n}{n} + \frac{\varepsilon_F^{(e)}}{m_p c^2} \frac{n_s}{n}\right]^{1/2}, \qquad (28)$$

where n_n and n_s are the densities of normal and superconducting protons and $n = n_s + n_n$ is the density of electrons. m_p and $\varepsilon_p^{(p)}$ are the mass and Fermienergy of protons. If we substitute into Eq. (22) a from the expression (28), we find the Coulomb interaction energy density in the core of a neutron star:

$$v(N) = -\frac{e^3}{\varepsilon_0} \left(\frac{\pi n^3}{\varepsilon_F^*}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{\varepsilon_F^{(e)}}{\varepsilon_F^{(p)}} \frac{n_n}{n} + \frac{\varepsilon_F^{(e)}}{m_p c^2} \frac{n_s}{n}\right]^{1/2}$$
(29)

In the core of a neutron star electrons are ultrarelativistic but protons are nonrelativistic, and from the neutrality of the plasma we have $p_F^{(p)} = p_F^{(p)}$, where $p_F^{(p)}$ and $p_F^{(e)}$ are protons and electrons Fermi momentum [5]. All these conditions will bring to the following unequality: $\varepsilon_F^{(p)} \ll \varepsilon_F^{(p)} \ll \varepsilon_F^{(p)} \ll m_p c^2$. Then Eq. (29) will simplify and take the form:

$$w_c(N) = -\frac{e^3}{\varepsilon_0} \left(\frac{\pi n^3}{\varepsilon_F^e}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{\varepsilon_F^{(e)}}{\varepsilon_F^{(p)}} \frac{n_n}{n}\right]^{1/2}.$$
 (30)

The difference between the Coulomb interaction energy density, when all protons become superconductng will be:

$$\Delta w_c(N) = w_c^s(N) - w_c^n(N) \frac{e^3}{\varepsilon_0} \left(\frac{\pi n^3}{\varepsilon_F^{(p)}}\right)^{1/2}.$$
 (31)

The energy release in phase transition of the protons, when they change their state from normal to superconducting, will be decreased, because a part of this energy will be used to cover the increase of the Coulomb interaction energy.

This work was completed while one of the authors (D.M.S) was at the Institut d'Astrophysique a Paris as an EARA visiting scientist. D.M.S. is also supported by grant ANSEF N05-PS-astroth-811-78.

Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am College de France and Institute d'Astrophysique, Paris, France, e-mail: krikorian@iap.fr

ЭНЕРГИЯ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

Д.М.СЕДРАКЯН, Р.А.КРИКОРЯН

Получено дифференциальное уравнение, описывающее электростатический потенциал в полностью ионизированной плазме. Используя решение для этого потенциала, вычислена энергия кулоновского взаимодействия частиц в сверхпроводящей плазме. Показано, что в твердотельной плазме при сверхпроводящем переходе электронов, изменение энергии соответствующей кулоновской энергии взаимодействия положительно, тогда как корреляционная часть отрицательна. Так же ведет себя плазма в ядре нейтронной звезды, когда протоны становятся сверхпроводящими.

REFERENCES

- 1. H.London, F.London, Proc. Roy. Soc., A149, 71, 1935.
- 2. D.M.Sedrakian, R.A.Krikorian, Astrofizika, 47, 237, 2004.
- 3. L.D.Landau, E.M.Lifshits, Statistical Physics, M., Nauka, 1964, (in Russian).
- 4. E.M.Lifshits, L.P.Pitaevskii, Physical Kinetics, M., Nauka, 1979, (in Russian).
- 5. G.S.Sahakian, Equilibrium Configurations of Degenerate Gaseous Masses, Halsted Press, New York - Toronto, 1974.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 52-723

ИНФРАКРАСНОЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА GRB041219 КАК СЛЕДСТВИЕ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЫЛИ В ОКОЛОЗВЕЗДНОМ ОБЛАКЕ

М.В.БАРКОВ, Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН Поступила 5 марта 2005

Наблюдения послесвечений гамма-всплесков (ГВ) в различных спектральных диапазонах дают наиболее ценную информацию как об их природе, так и о свойствах окружающей среды. Мощное инфракрасное (ИК) послесвечение наблюдалось на месте сильного ГВ GRB041219. Мы интерпретируем здесь наблюдаемое ИК послесвечение как результат переработки гамма-излучения на пыли в оболочке, окружающей источник ГВ. В этой модели мы не ожидаем появления быстрого оптического послесвечения, которое должно поглотиться окружающей пылевой оболочкой. Мы оцениваем угол коллимации гамма-излучения и получаем ограничения на красное смещение (расстояние до источника ГВ), сопоставляя параметры модели с данными наблюдений.

1. Ланные наблюдений. Наблюдения послесвечений гамма-всплесков (ГВ) в различных спектральных диапазонах дают исключительно ценную информацию как об их природе, так и о свойствах окружающей среды. Мошное инфракрасное (ИК) послесвечение наблюдалось на месте сильного ГВ GRB041219, который наблюдался на спутниках ИНТЕГРАЛ и СВИФТ [1.2]. Благодаря счастливой случайности ИК-наблюдения были начаты всего через 2.4 минуты после регистрации ГВ, когда гамма-излучение еще продолжало наблюдаться (второй такой случай после GRB990123). Длительность гамма-излучения составила 520 секунд, а его поток был очень большим F, ~ 10⁻⁴ эрг/см². ИК-поток в К-диапазоне соответствовал $K = 15^{m}.5$ через 2.4 минуты после регистрации [3], $K = 14^{m}.9$ через 0.8. часа, $K = 15^{m}.5$ через 1.55 часа [4] и $K = 16^{m}.5$ через 1.01 дня [5]. Наблюдения через 47.25 часа после всплеска дали значения K = 17^m.6, H = 18^m.9 и J = 19^m.9 [6]. Через 74 секунды после регистрации ГВ не было зарегистрировано никакого быстрого оптического послесвечения с предельной величиной во всем видимом диапазоне 17[∞].2 [7] и с предельной величиной R = 19^m.4 [8]. От этого ГВ было зарегистрировано слабо возрастающее радиоизлучение на частоте 4.9 ГГц с плотностью потока 205 микроЯнски через 1.75 дней после всплеска [9] и 349 микроЯнски через 2.74 дня после ГВ [10].

2. Модель. Зависимость наблюдаемой плотности ИК-потока от времени L₁₀(t) представлена на рис.1. Плотность ИК-потока, соответст-

М.В.БАРКОВ, Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

вующая $K = 14^{m}.9$, составляет $2.4 \cdot 10^{-13}$ эрг/(с \cdot см²). Принимая длительность ИК-послесвечения равной 1 дню, мы оцениваем ИК-интегральный поток послесвечения ГВ ~ 10^{-4} эрг/см², что соответствует 10^{-4} от полного потока ГВ. С учетом ограниченного спектрального диапазона при наблюдениях на СВИФТе примем интегральный поток в гамма-области равным $F_{\star} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см².



Рис.1. Кривая блеска GRB041219 в К-диапазоне (звездные величины).

Предположим, что наблюдаемое ИК-излучение формируется в результате взаимодействия основного импульса ГВ с окружающей пылевой оболочкой. Механизм формирования ИК-излучения связан с тем, что фотоны с энергией больше 10 кэВ взаимодействуют с веществом, включая пыль, в основном, за счет комптоновского рассеяния. Фотоны с энергиями $E_{\gamma} = 10 - 100$ кэВ взаимодействуют с электронами внутри пылинки, передавая им долю ξ_{z} своей энергии. Быстрые электроны поглощаются внутри этой пылинки, их энергия переизлучается в ИК-диапазоне, а гамма-фотон улетает. Мы рассматриваем достаточно удаленные области оболочки, где испарение пыли не существенно. ИК-излучение эффективно производится только при таких условиях [11-13].

При солнечных обилиях элементов масса пыли составляет примерно 1% от массы облака. Наблюдения на спутнике XMM ГВ GRB011211 и GRB030227 указали на то [14], что концентрация легких элементов (Mg, Si, S) в веществе, переизлучающем в ренттеновском диапазоне, более чем в 10 раз превосходит соответствующие концентрации на Солнце. Принимая, что масса пыли составляет 10% от массы облака, мы должны учесть, что энергия ГВ, поглощенная облаком в результате комптоновского взаимодействия, в 10 раз больше энергии, поглощенной пылью. Поэтому ИК-излучение должно составить долю $\alpha_D \sim 0.1$ от полной энергии, поглощенной в окружающем облаке, которая соответствует потоку $E_{abc} \sim 10^{-7}$ эрг/см².

Полная оптическая толща по поглощению в оболочке равнялась бы $\tau_{abs} \sim 5 \cdot 10^{-4}$, если бы гамма-лучи и ИК-фотоны излучались бы в одном и том же телесном угле. Для направленного гамма-излучения с углом раствора диаграммы направленности $\Theta \ll 4\pi$ и изотропного ИК-переизлучения поглощение ГВ должно быть в $4/\Theta^2$ раз сильнее, и полная оптическая толща оболочки по комптоновскому взаимодействию τ_e должна составить

$$\tau_c \sim \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\xi_c \Theta^2}, \quad \tau_{IR} = \alpha_D \tau_c \sim \frac{2 \cdot 10^{-4}}{\xi_c \Theta^2},$$
 (1)

где τ_{IR} - оптическая толща пылевой компоненты. Поверхностная концентрация Σ_e , оцениваемая с использованием томсоновского сечения σ_T , и $\xi_e = 0.25$ для характерного спектра ГВ [15] равна

$$\Sigma_{e} = \frac{\tau_{c}}{\sigma_{T}} \sim \frac{3.2 \cdot 10^{21}}{\Theta^{2}} \, \text{cm}^{-2}.$$
 (2)

Мы предполагаем, что ГВ появляется в результате взрывных процессов в остатке эволюции массивной звезды (например, тяжелый диск, падающий на массивную черную дыру [16]), которая потеряла в процессе эволюции значительную часть своей массы ≥ 1/2, перешедшей в окружающую массивную оболочку.

Массивная звезда погружена в плотное межзвездное облако. Примем для простоты, что оболочка имеет форму тонкого сферического слоя радиуса *R* и толщины *h* << *R*. Учтем, что переизлучение пылью



Рис.2. Схематическое представление модели. Стрелки указывают направление на удаленного наблюдателя, $r = \sqrt{2 cRt}$.

441

поглощенной энергии происходит очень быстро, за время меньше одной секунды [11], что много меньше всех характерных времен ГВ послесвечений. Поэтому ИК-переизлучение можно считать происходящим мгновенно. Удаленный наблюдатель принимает в каждый данный момент излучение оболочки, приходящее от вещества в кольце с радиусом $r \approx \sqrt{2cRt}$, где t отсчитывается от начала регистрации ГВ, r << R (см. рис.2). Коллимированное излучение ГВ освещает только часть оболочки с радиусом $r_{l} = R \Theta$. Угловой размер кольца θ , от которого излучение приходит к наблюдателю, равно

$$\theta \sim r/R = \sqrt{2ct/R} . \tag{3}$$

Наблюдатель видит ИК-переизлучение вплоть до достижения углом θ своего максимального значения Θ , после чего ИК-излучение в рамках данной модели тонкого сферического слоя должно резко прекратиться. В более реалистической модели после этого должно начаться более быстрое спадание ИК-потока. Рассмотрим для простоты, что внутри угла коллимации интегральный поток ГВ, τ_e и τ_{IR} , не зависят от угла θ . Введем величины полной энергии ГВ E_{γ} (эрг), полной энергии ИК-послесвечения E_{IR} (эрг), наблюдаемого интегрального потока ГВ F_{γ} (эрг/см²), наблюдаемого интегрального потока ГВ

$$E_{IR} = \tau_{IR} E_{\gamma}, \quad F_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{\pi \Theta^2 l^2}, \quad F_{IR} = \frac{E_{IR}}{4\pi l^2},$$
 (4)

где l - расстояние от источника до наблюдателя. Наблюдаемая плотность переизлученного ИК-потока $L_{IR}(t)$, как функция времени, записывается в виде

$$L_{IR}(t) = \frac{1}{4\pi l^2} \frac{E_{\gamma}}{\pi \Theta^2} \tau_{IR} 2\pi \theta \frac{d\theta}{dt} = \frac{E_{\gamma} \tau_{IR}}{4\pi l^2} \frac{2c}{R\Theta^2} = \frac{1}{4\pi l^2} \frac{E_{IR}}{t_{IR}},$$
 (5)

где $t_{IR} \sim 1$ дня соответствует наблюдаемой длительности ИК-послесвечения, в течение которого плотность ИК-потока может быть принята примерно постоянной, и которая однозначно связана с углом коллимации $\Theta = \sqrt{2 c t_{IR}/R}$. Как следует из (5), в данной простой модели плотность ИК-потока постоянна при $t < t_{IR} = R \Theta^2/2c$, и обращается в ноль при больших t. Для неоднородного распределения интегрального потока ГВ и зависящей от угла оптической толщи внутри ГВ-диаграммы плотность ИК-потока также будет переменной при $t < t_{IR}$, а для толстой пылевой оболочки не спадет сразу до нуля при $t > t_{IR}$.

3. Оценки параметров GRB041219. Сделаем количественные оценки параметров модели в случае GRB041219. Используя наблюдательные значения F_{γ} , F_{IR} , t_{IR} и учитывая выражение для оптической толщи $\tau_c = nR\sigma_T$, где n - средняя концентрация вещества в облаке, получим

выражения для Θ , R, n и τ_c в виде

$$n = \frac{\tau_c \Theta^2}{2 c t_{IR} \sigma_T} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}, \quad \Theta = \sqrt{\frac{2 c t_{IR}}{R}} \approx \frac{0.077}{\sqrt{R_{18}}} = \frac{4^\circ.4}{\sqrt{R_{18}}}, \quad \tau_c = \frac{4 R_{18}}{3}, \quad (6)$$

где $R_{13} = R/10^{18}$ см. Заметим, что эти оценки угла коллимации и свойств оболочки, окружающей ГВ, не зависят от расстояния до ГВ, и следовательно не зависят от его полной энергии. Отсутствие прямого оптического излучения можно было бы связать с сильным поглощением внутри нашей Галактики, так как этот ГВ расположен вблизи галактической плоскости при b = 0°.6 [6], однако в данной модели оптическое и мягкое ренттеновское излучения не должны быть видны из-за их поглощения в окружающей пылевой оболочке. ИК-поток, связанный со вторичным переизлучением пылью оптических и рентгеновских квантов, ожидается намного более слабым, чем при переизлучении прямого потока от ГВ. Вещество, нагреваемое гамма излучением ГВ до температур 106-107 К охлаждается за время порядка нескольких недель для плотности (6), что примерно в 20 раз больше длительности прямого ИК-излучения вследствие нагрева пыли импульсом ГВ [17,15]. Таким образом, ИК-поток при t>t,, связанный со вторичным переизлучением, будет более чем на 3[™] величины слабее, чем прямое ИКизлучение. В нашей модели испарение пыли главным импульсом ГВ недопустимо. Согласно [13], критическое значение интегрального потока ГВ, разрушающего пыль, равно

$$F_{\gamma,cr} = \frac{E_{\gamma,cr}}{\pi \Theta^2 \varepsilon_{\gamma} R^2} = 4 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} , \qquad (7)$$

где $\varepsilon_{\gamma} \approx 100 \text{ кэВ}$ - средняя энергия гамма-квантов. С учетом (6) получаем ограничение на полное энерговыделение в ГВ в виде $E_{\gamma} \leq 1.3 \cdot 10^{49} R_{18}$ эрг, а учитывая скорректированное значение интегрального потока ГВ $F_{\gamma} = 2 \cdot 10^{-4}$ эрг/см² и (6), получаем ограничения на расстояние до этого ГВ *l* и его красное смещение *z*

$$z \le 2 \cdot 10^{27} R_{18} \text{ cm} = 670 R_{18} \text{ Mnk}, \quad z \le 0.16 R_{18}.$$
 (8)

Принимая, что комптоновское взаимодействие не уменьшает существенно интегральный поток ГВ, мы используем ограничение $\tau_c \leq 1$, соответствующее доле поглощенной энергий ГВ, равной $\xi_e = 0.25$ [18,15], и, в результате, получим следующие ограничения на параметры GRB041219:

$$R_{18} \le 3/4$$
, $z \le 0.12$, $E_{\gamma} \le 10^{49}$ эрг, $\Theta \ge 5^{\circ}$. (9)
цетим, что эти ограничения непосредственно зависят от оценки условий

Отметим, что эти ограничения непосредственно зависят от оценки услови поглощения пыли потоком ГВ (7).

Авторы благодарны Н.Г.Бочкареву за полезные обсуждения.

Институт космических исследований РАН, Россия, e-mail: gkogan@mx.rssi.ru
М.В.БАРКОВ, Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

INFRARED AFTERGLOW OF GRB041219 AS A RESULT OF RERADIATION ON DUST IN A CIRCUMSTELLAR CLOUD

M.V.BARKOV, G.S.BISNOVATYI-KOGAN

Observations of gamma ray bursts (GRB) afterglows in different spectral bands provide a most valuable information about their nature, as well as about properties of surrounding medium. Powerful infrared afterglow was observed from the strong GRB041219. Here we explain the observed IR afterglow in the model of a dust reradiation of the main GRB signal in the envelope surrounding the GRB source. In this model we do not expect appearance of the prompt optical emission which should be absorbed in the dust envelope. We estimate the collimation angle of the gamma ray emission, and obtain restrictions on the redshift (distance to GRB source), by fitting the model parameters to the observational data.

Key words: Gamma rays:bursts - individual:GRB041219

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D.Gotz, S.Mereghetti, S.Shaw, M.Beck, J.Borkowski, GCN Circ., 2866, 2004.
- 2. S.Barthelmy, D.Burrows, J.Cummings et. al., GCN Circ., 2874, 2004.
- 3. C.Blake, J.S.Bloom, GCN Circ., 2872, 2004.
- 4. Dae-Sik Moon, S.B.Cenko, J.Adams, GCN Circ., 2876, 2004.
- 5. Dae-Sik Moon, S.B.Cenko, J.Adams, GCN Circ., 2884, 2004.
- 6. F.Hearty, D.Q.Lamb, J.Barentine et al., GCN Circ., 2916, 2004.
- 7. E.E.Rykoff, R.Quimby, GCN Circ., 2868, 2004.
- 8. J.Wren, W.T.Vestrand, S.Evans, R.White, P.Wozniak, GCN Circ., 2889, 2004.
- 9. A.J. van der Horst, E.Rol, R.Strom, GCN Circ., 2894, 2004.
- 10. A.J. van der Horst, E.Rol, R.Strom, GCN Circ., 2895, 2004.
- 11. Н.Г.Бочкарев, Основы физики межзвездной среды, МГУ, М., 352, 1992.
- 12. J.Silk, J.R.Burke, Astrophys. J., 190, 11, 1974.
- 13. B.T.Draine, Hao Lei, Astrophys. J., 569, 780, 2002.
- P.T.O'Brien, J.N.Reeves, D. Watson, J. Osborne, R. Willingale, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 75, 420, 2004.
- 15. М.В.Барков, Г.С.Бисноватый-Коган, Астрон. ж., 82, 29, 2005.
- 16. A.I.MacFadyen, S.E.Woosley, A.Heger, Astrophys. J., 550, 1, 410, 2001.
- 17. Г.С.Бисноватый-Коган, А.Н.Тимохин, Астрон. ж., 74, 483, 1997.
- 18. A.M. Beloborodov, A.F. Illarionov, Astrophys. J., 450, 64, 1995.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.5

ЗАМОРОЖЕННЫЕ УГЛЕВОДОРОДНЫЕ ЧАСТИЦЫ КАК ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩАЯ ПЫЛЕВАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ВЕЩЕСТВА ТУМАННОСТЕЙ

И.А.СИМОНИЯ Поступила 3 ноября 2004 Принята к печати 10 апосля 2005

В настоящей работе продолжается рассмотрение процесса люминесценции космической пыли, в частности пыли отражательных туманностей. Предложена модель замороженных углеводородных частиц (ЗУЧ) вида: ядро-поликристаллическая мантия. Описаны основные свойства ЗУЧ, а также методика получения спектров туманности CED 201 2-м телескопом TLS и спектрографом фокуса Нэсмита. Часть выявленных неизвестных эмиссий в спектре туманности CED 201 идентифицирована как фотолюминесценция ЗУЧ, входящих в пылевой компонент вещества туманности.

1. Введение. В последние годы рядом авторов были предложены различные модели пылевых частиц, возможно составляющих основу межзвездной и околозвездной пылевой материи. Часть моделей была основана на результатах лабораторных исследований, а другая часть представляла собой теоретическое моделирование с привлечением данных астрономических наблюдений [1-5]. После интерпретации расширенной красной эмиссии отражательных туманностей как фотолюминесценции их пыли, развернулась дискуссия о физических свойствах и химическом составе пылинок, ответственных за указанную эмиссию.

Расширенная красная эмиссия в спектрах отражательных туманностей представляет собой бесструктурную полосу в диапазоне 5400-9400 Å. Модельное описание пылинок - источников указанной эмиссии было предложено в работе [6]. В рамках этой модели каждая отдельная пылинка - это углеродное зерно, обогащенное водородом. Такая пылевая частица под действием УФ-излучения способна люминесцировать в указанном диапазоне. В природе есть и другие химические элементы и соединения, существующие в различных агрегатных состояниях, в условиях различных температур и давлений и обладающих способностью люминесцировать в виде широких эмиссии. Поэтому с учетом распространенности соответствующих элементов и соединении были предложены другие модели, в частности модель кремниевых наночастиц [7]. Автор указанной работы продемонстрировал, в частности, что в лабораторных условиях под действием УФ-излучения кристаллические кремниевые частицы нанометровых размеров

люминесцируют в виде широкой эмиссии, схожей с эмиссиями, обнаруженными в отражательных туманностях. Однако, проводя лабораторные эксперименты, создавая теоретические модели и концепции, необходимо сближать моделируемые условия с естественными, учитывая высокую распространенность во Вселенной целого ряда соединений. Так, зачастую эксперименты проводились в условиях комнатной температуры, тогда как реальная температура пыли туманностей может быть совсем иной. Это особенно важно для случаев повышения квантового выхода люминесценции в результате понижения температуры вещества. Ранее обращалось недостаточное внимание на люминесценцию замороженных полициклических ароматических углеводородов. Исходя из вышесказанного, мы предлагаем новую модель пылинок отражательных туманностей и других объектов с учетом того, что нами были обнаружены отдельные, достаточно узкие, люминесцентные эмиссии в спектре туманности CED 201 [8].

2. Модель ЗУЧ, ядро - поликристаллическая мантия. Если допустить, что межзвездное газовое облако содержит мелкодисперсные твердые углистые частицы, и пусть также состав облака представляет собой смесь ПАУ (полициклические ароматические углеводороды) и АУ (ациклические углеводороды), в некоторый момент времени *t* в результате охлаждения газовой смеси начнется ее конденсация на углистых пылинках. Для этого фазового перехода будет справедливо уравнение Клапейрона-Клаузиуса.

При дальнейшем охлаждении образовавшийся на углистых пылинках конденсат претерпит кристаллизацию с образованием поликристаллической мантии пылинок. Таким образом, вследствие охлаждения смеси сформируются более сложные пылинки, состоящие из ядра углистых частиц и поликристаллической мантии - ПАУ + АУ. Такого рода сложные частицы будут находиться в замороженном состоянии вблизи $T \approx 77$ К. Мы предлагаем называть такого рода сложные пылинки замороженными утлеводородными частицами (ЗУЧ).

В работе [9] уже была предложена модель ЗУЧ, но без центрального ядра-углистой частицы. Здесь же мы рассматриваем модель ядро-поликристаллическая мантия как более сложную частицу, как следующую ступень в иерархии ЗУЧ. Справедливость такого подхода не вызывает сомнения, ибо ЗУЧ могут образовываться в различных условиях, в частности, при наличии или в отсутствие ядер конденсации. Модель ЗУЧ, согласно [9], - это ледяная пылинка кометной атмосферы, тогда как ЗУЧ в рамках модели ядро-поликристаллическая мантия - это сложная пылевая частица, входящая в состав пыли отражательных туманностей и других объектов Галактики. Далее мы будем описывать ЗУЧ как пылинку типа ядро-поликристаллическая мантия. На наш взгляд, продолжительность процесса образования ЗУЧ может быть различной и будет зависеть от ряда параметров, включая: химический состав газовой смеси, температуру среды, концентрацию углистых частиц и др. Каждая индивидуальная ЗУЧ будет обладать характерным диаметром и массой. В зависимости от конкретного химического состава поликристаллической мантии и температуры частицы, будет варьировать характерное время жизни ЗУЧ. Если мантия данной частицы будет содержать такие компоненты, как H-гексан, резкое повышение температуры частицы будет приводить к вырождению поликристаллической мантии, при котором в последней будет оставаться лишь ароматическая составляющая [8].

Мы считаем, что интересные явления будут возникать при взаимодействии ЗУЧ с коротковолновым излучением. В частности, плотные облака, состоящие из замороженных углеводородных частиц, погруженных в газовый субстант, могут вызывать межзвездное поглощение в УФ и оптическом лиапазонах спектра. Поглощенная энергия будет частично переизлучаться вешеством мантии ЗУЧ в оптическом диапазоне, т.е. будет происходить явление фотолюминесценции. Продолжительное пребывание ЗУЧ в поле УФ радиации будет обуславливать их фотохимическую эволюцию. В случае продолжительного нахождения ЗУЧ в поле действия быстрых протонов, часть энергии указанных заряженных частиц может быть аккумулирована молекулами поликристаллической мантии, что будет выражаться в пребывании соответствующих молекул в метастабильных энергетических состояниях. До момента нагревания или ударного воздействия на ЗУЧ последние будут представлять собой квазирезервуары аккумулированной энергии. Указанные внешние воздействия будут приводить к акту высвечивания ЗУЧ избыточной энергии в соответствующем диапазоне, возможно в виде широких бесструктурных эмиссий (явление термолюминесценции). Аналогичные явления, но для случая термолюминесценции силикатов, изучались в лабораторных условиях [10,11]. Замороженные углеводородные частицы могут присутствовать в различных объектах Галактики: пылевых комплексах, отражательных туманностях, околозвездных пылевых дисках и других богатых пылью объектах. Группой исследователей [12] в лаборатории были получены замороженные смеси, аналогичные по химическому составу поликристаллическим мантиям ЗУЧ.

Главной особенностью спектров фотолюминесценции этих аналогов являлась их квазилинейчатость. ЗУЧ, обладающие естественными поликристаллическими мантиями, также могут характеризоваться квазилинейчатыми спектрами фотолюминесценции. Собственно, то обстоятельство, что в состав мантии ЗУЧ входят ПАУ, обладающие высоким квантовым выходом фотолюминесценции, 50% и более [13], определит регистрируемость фотолюминесцентного сигнала от ЗУЧ. 3. Туманность CED 201, наблюдения и обработка данных. Существует несколько методик выявления фотолюминесценции отражательных туманностей, протопланетарных пекулярных туманностей и других объектов. К числу этих методик относятся: 1) стандартная методика разделения спектров, туманность/освещающая звезда; 2) методика анализа глубины абсорбций, туманность/освещающая звезда [13]. Эти методики применяются в настоящее время для выявления расширенной красной эмиссии отражательных туманностей и других объектов в диапазоне 5400-9400 Å [13-15].

С целью выявления люминесценции пылевой материи туманности CED 201 нами были произведены, 2-метровым телескопом TLS, Германия, спектроскопические наблюдения указанного объекта в диапазоне 4000-9000 Å с применением призменного спектрографа фокуса Нэсмита. Средняя дисперсия спектрографа 225 Å/мм. Максимальная длина щели 3.24 arcmin. Приемник излучения CCD 800 x 2024. Были получены спектры отражательной туманности CED 201 и освещающей звезды BD+69°1231. В частности, были получены спектр яркого региона туманности (вне звезды) и спектр освещающей звезды. Время экспозиции туманности 600 с. Время экспозиции освещающей звезды 300 с.

Была произведена стандартная экстракция спектров, фильтрация космических частиц, деление на плоское поле, калибровка и другие процедуры. Из спектра туманности был вычтен спектр ночного неба и полученный спектр поделен на спектр освещающей звезды. Полученный таким образом результирующий спектр приведен на рис.1-3. Результирующий спектр обрабатывался программным пакетом DECH 20T, САО РАН.



Рис.1. Спектр CED 201, 4000-9000 Å.



Рис.2. Фрагмент спектра CED 201, 5000-6000 Å. Горизонтальными линиями отмечены идентифицированные люминесцентные эмиссии.



Рис.3. Фрагмент спектра CED 201, 6000-7000 Å. Горизонтальной линией отмечена одна из эмиссий, оставшаяся неидентифицированной.

4. Интерпретация. Полученный результирующий спектр сравнивался со стандартными спектрами сравнения: спектром ночного неба, набором запрещенных эмиссий, спектром планетарных туманностей, спектром звезд В-типа, эмиссиями искусственных источников Hg и Na, эмиссиями гидроксила и др. Сравнение проводилось с точностью ±1Å. После процедуры сравнения, путем исключения совпадающих полос из общего набора эмиссий (более 200 полос) осталось 11 ранее неизвестных эмиссий, не принадлежащих ни к одному из известных источников излучения. К этим эмиссиям относятся: 5001-5021; 5061-5081; 5156-5175; 5234-5245; 5315-5377; 6772-6788; 7589-7619; 8061-8067; 8079-8091; 8398-8408; 8711-8724 Å.

Мы решили сравнить наши неизвестные эмиссии с люминесцентными эмиссиями 100 ароматических молекул [12]. Соответствующая база данных содержит длины волн флуоресцентных и фосфоресцентных эмиссий квазилинейчатых спектров полициклических ароматических углеводородов и ациклических углеводородов, представляющих собой поликристаллический раствор при 77 К. Ниже приводятся результаты нашего сравнительного анализа.

В первом столбце табл.1 приводятся длины волн неизвестных эмиссий в спектре CED 201; во втором столбце - названия ПАУ и их химическая формула (растворитель H-гексан); в третьем столбце - длины волн флуоресценции и фосфоресценции соответствующих поликристаллических растворов. Длины волн в ангстремах. Необходимо отметить, что поликристаллические растворы ПАУ+АУ (например, фенантрен + Hгексан) являются химическими аналогами вещества ЗУЧ.

Таблица 1

λ, Å неизв. эмиссии	ПАУ названия и формулы	λ, Å
5001-5021 5061-5081 5156-5175 5234-5245 5315-5377	2, 3 Ортофениленпирен $C_{22}H_{12}$ Тетрацен $C_{11}H_{12}$ Коронен $C_{24}H_{12}$ Тетрацен $C_{12}H_{12}$ Фенантрен $C_{12}H_{12}$ Хризен $C_{13}H_{12}$ 1, 2 - Бензпирен $C_{23}H_{12}$	5005 5073 5159 5238 5327 5318, 5358 5349, 5366

РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНИТЕЛЬНОГО АНАЛИЗА

Нам удалось идентифицировать пять неизвестных эмиссий спектра туманности CED 201 как фотолюминесценцию ЗУЧ. Люминогенами при этом являются такие ПАУ, как: 2, 3 - ортофениленпирен, тетрацен, коронен, фенантрен, хризен, 1, 2 - бензпирен. В случае понижения концентрации ПАУ или повышения температуры смеси квазилинии спектров флуоресценции, фосфоресценции будут испытывать уширения. Ширины люминесцентных полос спектра туманности CED 201 свидетельствуют о том, что замороженное люминесцирующее вещество пыли туманности обладает температурой T > 77 К. Остальные 6 неизвестных эмиссий спектра туманности CED 201 не поддались идентификации в рамках указанной процедуры сравнения. Это может быть вызвано двумя причинами: а) эмиссии, лежащие на более длинных чем 6700 Å волнах, принадлежат к ERE; б) база данных Теплицкой не содержит эмиссий, лежаших дальше 6500 Å. Какая из этих двух причин является основной, еще предстоит установить. Сравнительный анализ неизвестных эмиссий туманности CED 201 (фокус Нэсмита) с люминесцентными эмиссиями 300 минералов [16] показал, что источниками неизвестных эмиссий в спектре указанной туманности не могут быть минеральные частицы С и Si0₂.

На рис.1 представлен результирующий спектр туманности CED 201. Диапазон 4000-9000 Å. Рис.2 демонстрирует участок спектра туманности в диапазоне 5000-6000 Å, а на рис.З представлен участок спектра в диапазоне 6000-7000 Å. На осях абсцисс длины волн в ангстремах, а на осях ординат - относительные интенсивности. На рис.2 отмечены все идентифицированные люминесцентные эмиссии. На рис.3 отмечена одна из эмиссий, оставшаяся неидентифицированной. На рисунках отмечены также некоторые стандартные эмиссии. Итак, нам удалось выявить пять отдельных люминесцентных эмиссий в спектре туманности CED 201. Наблюдения, как отмечалось, проводились в фокусе Нэсмита спектрографом с достаточно низкой дисперсией. В работе [8] описаны результаты наших исследовании той же туманности. При этом спектры были получены в фокусе Кудэ спектрографом с более высокой дисперсией. В рамках указанной работы удалось идентифицировать три эмиссии как фотолюминесценцию ЗУЧ (4944-5020, 5066-5112, 5175-5314 Å). Положения люминесцентных эмиссий в исследованных спектрах (Кудэ, Нэсмит) являются близкими. Вместе с тем, имеются определенные различия в профилях люминесцентных эмиссий спектров, полученных в фокусах Кудэ и Нэсмита. Нельзя не подчеркнуть, что два применявшихся спектрографа обладали различными оптическими характеристиками, включая дисперсию.

Интересным является то, что нам удалось выявить люминесценцию пыли CED 201 в виде отдельных эмиссий. Это позволяет сделать заключение о многообразии люминесценции космической пыли. Теперь ясно, что космическая пыль может люминесцировать не только в виде расширенной красной эмиссии, но и в виде серии отдельных достаточно узких эмиссий. Этого следовало ожидать, ибо УФ-излучение различных длин волн в условиях различных температур будет возбуждать различных и по интенсивности и спектральному составу люминесценцию ЗУЧ или каких-либо других пылинок, включая кремниевые наночастицы. Необходимо признать, что галактическое пространство изобилует пылью, различной по химическому составу, способной люминесцировать в различных областях оптического спектра.

5. Заключение. Модель замороженных углеводородных частиц - ядрополикристаллическая мантия была предложена в настоящей работе. Мы рассмотрели основные свойства ЗУЧ. На основе сравнительного анализа мы идентифицировали неизвестные эмиссии спектра туманности CED 201 как фотолюминесценцию ЗУЧ конкретного химического состава. Наши результаты показывают, что пыль отражательных туманностей может люминесцировать в виде отдельных эмиссий. Полученные результаты в фокусах Кудэ и Нэсмита обладают удовлетворительной корреляцией.

Вместе с тем, необходимо отметить, что эмиссии, оставшиеся неидентифицированными, требуют последующего изучения.

Исходя из вышесказанного, можно заключить, что изучение люминесценции пыли туманностей должно быть продолжено с применением все более новых методов и инструментов.

Автор выражает благодарность ДААД за финансовую поддержку настоящего проекта. Автор благодарит проф. д-ра А.Хатсиса и д-ра Х.Лимана за наблюдательный вклад и д-ра Г.Галазутдинова за предоставление программного пакета DECH 20Т. Автор благодарен рецензенту за ценные замечания.

Грузинская Национальная астрофизическая обсерватория, e-mail: iraklisimonia@yahoo.com

FROZEN HYDROCARBON PARTICLES AS LUMINESCENCE DUST COMPONENT OF THE NEBULAE MATTER

I.A.SIMONIA

Processes of luminescence of reflection nebulae dust and cosmic dust generaly are considered. The model of frozen hydrocarbon particles (FHPs): nucleus-polycrystaline mantle is suggested. The principle properties of FHP and spectrophotometrical research of CED 201 nebulae are described. Certain part of revealed unknown emissions in CED 201 spectra is considered as photoluminescence of FHP.

Key words: (ISM):reflection nebulae - individual:CED 201

ЛИТЕРАТУРА

- 1. I.S. Mathis, W. Rumpl, K.H. Nordsieck, Astrophys. J., 217, 425, 1977.
- 2. A.Li, J.M. Creenberg, Astron. Astrophys., 323, 566, 1997.
- 3. L.S.Spitzer, E.L.Fitzpatrick, Astrophys. J., 409, 299, 1993.
- 4. J.C. Weingartner, B.T. Draine, Astrophys. J., 548, 296, 2001.
- 5. B.T.Drain, Electronic publication. Arkhiv: astro-ph/0304489. V.1. 28 Apr.15, 2003.
- 6. W.Duley, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 215, 259, 1985.
- 7. G.Ledoux, O.Guillois, F.Huisken et al., Astron. Astrophys., 377, 707, 2001.
- 8. И.Симония, Астрофизика, 47, 625, 2004.
- 9. И.Симония, Письма в Астрон. ж., 30, 12, 946, 2004.
- 10. C.Koike, H.Chihara, K.Koike et al., MPS, 37, 1591, 2002.
- 11. K.Koike, M.Nakagawa, C.Koike, M.Okada, H.Chihara, Astron. Astrophys., 390, 1133, 2002.
- 12. Т.А. Теплицкая, Т.А.Алексеева, М.М.Вальдман, Изд-во МГУ, М., 1978.
- 13. A.N.Witt, U.P.Vijh, ASP Conf. Ser., 2004 (in press).
- 14. L.B.d'Hendecourt, A.Leger, G.Olofsson, W.Schmidt, Astron. Astrophys., 170, 91, 1986.
- 15. W.W.Duley, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 258, 773, 1992.
- 16. Б.С.Горобец, А.А.Рогожин, Минеральное сырье, №11, 2001.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.8:531.51

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ СКАЛЯР В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ. І

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН, В.В.ПАПОЯН Поступила 21 января 2005 Принята к печати 6 апреля 2005

Рассматривается вариант теории Йордана-Бранса-Дикке (ЙБД) при наличии космологического скаляра, записанного таким образом, чтобы при переходе к эйнштейновскому представлению он обращался в обычную космологическую постоянную ОТО. Работа разбита на два этапа. В I части рассмотрены космологические решения, полученные для эйнштейновского представления теории ЙБД, т.е. при наличии минимально связанного скалярного поля. Во II части будут исследованы космологические решения в собственном представлении теории ЙБД с самосогласованным скалярным полем. Анализ полученных решений представляет интерес в связи с современными представляениями об эволюции Вселенной, в частности с обнаружением ускорения космологического расширения и оценками плотности темной материи и темной энергии.

1. Введение. Скалярно-тензорная теория тяготения Йордана-Бранса-Дикке (теория ЙБД) [1-8] физически наиболее содержательная и полно разработанная модификация общей теории относительности (ОТО). В этой теории, помимо метрики пространства-времени, гравитационное поле описывается также дальнодействующим скалярным безмассовым полем, потенциал которого $y = y(x^{\mu})$ называют гравитационным скаляром и который в каждой точке заменяет собой ньютоновскую константу тяготения G. Скалярное поле теории ЙБД в соответствии с идеями Маха определяется всей материей во Вселенной, оно проявляется только через гравитационное взаимодействие, поэтому в теории ЙБД выполняется требование слабого принципа эквивалентности - пробные частицы и лучи света движутся по геодезическим.

Недавние наблюдения вспышек далеких сверхновых [9-11] существенно изменили наши представления о Вселенной, в частности, основываясь на результатах этих наблюдений, можно считать установленным, что

- динамикой космологического расширения управляет "антигравитация";

- космологическое расширение ускоряется;

- во Вселенной доминирует вакуум, плотность энергии которого намного превосходит плотность всех "обычных" форм космической материи вместе взятых (часть космологов считает доминирующей некую гипотетическую субстанцию - квинтэссенцию, подобную вакууму по свойствам).

"Антигравитационный" механизм был введен Эйнштейном [12] путем

включения в уравнения ОТО общековариантного слагаемого, содержащего космологическую постоянную Л

$$G_{\alpha,\beta} - \Lambda g_{\alpha,\beta} = \kappa_0 T_{\alpha,\beta}, \quad \kappa_0 = \frac{8\pi G}{c^4}.$$

Нетрудно убедиться в том, что это дополнительное слагаемое обеспечивает отталкивание. Для этого рассмотрим простую модель - шар радиуса r_0 , в центре и на поверхности которого расположены взаимодействующие пробные частицы. Комбинация уравнений космологической задачи ОТО дает

$$\frac{d^2}{dt^2}(ar_0) = \frac{1}{3}\Lambda(ar_0) - \frac{GM}{(ar_0)^2}, \quad M = \frac{4\pi}{3}(ar_0)^3(\varepsilon + 3P)$$
 - масса шарика,

где *P* - давление, а є - плотность энергии. Легко видеть, что обусловленная космологической постоянной сила,

$$F_{\Lambda}=\frac{1}{3}\Lambda(ar_0)$$

растет с увеличением расстояния между взаимодействующими частицами и имеет отгалкивательный характер при $\Lambda > 0$.

Отсылая интересующихся историей отказа Эйнштейна от введения Λ -члена и последующего возвращения его в уравнения космологической задачи ОТО к обстоятельному обзору Вейнберга [13], перейдем к вопросу о способе описания вакуума в классической теории гравитации. В квантовой теории энергия основного состояния вакуума отлична от нуля:

$$T_{\mu\nu}^{\text{Bak}} \equiv \left(\text{Bak} | T_{\mu\nu} | \text{Bak} \right) = \varepsilon_{eax} g_{\mu\nu} ,$$

поэтому Λ/κ_0 можно считать средней плотностью энергии вакуума, что подкрепляется также лоренц-инвариантностью обеих величин. Заметим, что если в выражении для тензора энергии-импульса (ТЭИ) идеальной жидкости

$$T_{\mu\nu} = (P + \varepsilon) u_{\mu} u_{\nu} - P g_{\mu\nu} \tag{1}$$

положить $P = -\varepsilon$, то ТЭИ вакуума и ТЭИ идеальной жидкости совпадают, если считать $\varepsilon_{\text{сак}} = \Lambda/\kappa_0$, другими словами, идеальная жидкость с уравнением состояния $P = -\varepsilon$ может служить удовлетворительной моделью вакуума.

Допустим, что уравнение состояния записано в неявной форме

$$P=P(n), \quad \varepsilon=\varepsilon(n),$$

где n - плотность числа частиц. Поскольку для внутренней энергии при изоэнтропическом процессе $dE = d(\varepsilon/n) = -PdV$, то

$$\frac{d\,\varepsilon}{dn}=\frac{(\varepsilon+P)}{n},$$

следовательно при $P = -\varepsilon$ имеем $d\varepsilon/dn = 0$, поэтому как ε , так и P от *n* не зависят, т.е. не существует параметров, меняя которые можно изменить плотность энергии. Понятно, что в таких средах при изменении объема плотность энергии остается постоянной. Действительно, $dE = d(\varepsilon V) = -PdV$, следовательно, $Vd\varepsilon = -(\varepsilon + P)dV$ и при $\varepsilon = -P$ плотность энергии $\varepsilon = \text{const}$. Таким образом, есть все основания для утверждения: в средах с уравнением состояния $\varepsilon = -P$ возможно проявление "антигравитационного" механизма.

2. Космологический скаляр в теории ЙБД. Аргументы в пользу введения космологической постоянной в ОТО достаточно убедительны, поэтому имеет смысл ввести аналогичную величину в теорию ЙБД. Предположив, что поле этой величины должно быть скалярным, но не может быть динамическим (его изменения должны управляться гравитационным скаляром $y = y(x^{\mu})$), введем в действие теории ЙБД космологический скаляр $\phi = \phi(y)$, аналогично тому, как вводится космологическая постоянная в действие ОТО.

$$W = \frac{1}{c} \int \sqrt{-g} \left[-\frac{c^4}{16\pi} y \left(R + 2\phi(y) - \zeta \frac{y^{\mu} y_{\mu}}{y^2} \right) + L_m \right] d^4x , \qquad (2)$$

здесь ζ - безразмерная константа связи теории ЙБД. Приравнивая нулю результат независимого варьирования (2) по $g^{\alpha\beta}$ и у, получим уравнения теории ЙБД с космологическим скаляром

$$\nabla_{\alpha} y^{\alpha} = \frac{\kappa T}{3 + 2\zeta} + \frac{2y}{3 + 2\zeta} \left(\phi - y \frac{\partial \phi}{\partial y} \right), \quad \kappa = \frac{8\pi}{c^4}, \quad (3)$$

$$G_{\nu}^{\mu} = \frac{\kappa}{y} \left(T_{\nu}^{\mu} - \delta_{\nu}^{\mu} \frac{T}{3 + 2\zeta} \right) + \frac{\nabla_{\nu} y^{\mu}}{y} + \zeta \left(\frac{y_{\nu} y^{\mu}}{y^{2}} - \frac{1}{2} \delta_{\nu}^{\mu} \frac{y_{\mu} y^{\mu}}{y^{2}} \right) + \frac{\delta_{\nu}^{\mu}}{3 + 2\zeta} \left[(1 + 2\zeta)\phi + 2y \frac{\partial\phi}{\partial y} \right].$$

$$(4)$$

Наряду с собственным представлением (3) и (4), теорию ЙБД можно формулировать и в эйнштейновском представлении [14-16], которое получается из собственного конформным преобразованием метрики

$$\widetilde{g}_{\mu\nu} = \frac{y}{y_0} g_{\mu\nu}, \quad y_0 = \frac{2(2+\zeta)}{G(3+2\zeta)}.$$
 (5)

Полевые уравнения эйнштейновского представления являются следствием варьирования конформно преобразованного действия (2)

$$\widetilde{W} = \frac{1}{c} \int \sqrt{-\widetilde{g}} \left[-\frac{y_0}{2\kappa} \left(\widetilde{R} + 2\Lambda \right) + \frac{1}{2} \widetilde{g}^{\alpha\beta} \psi_{,\alpha} \psi_{,\beta} + \widetilde{L}_m \right] d^4x , \qquad (6)$$

и имеют вид

$$\widetilde{g}^{\alpha\beta}\widetilde{\nabla}_{\alpha}\psi_{\beta}=0, \qquad (7)$$

$$\widetilde{G}_{\alpha\beta} - \Lambda \, \widetilde{g}_{\alpha\beta} = \frac{\kappa}{y_0} \Big(\widetilde{T}_{\alpha\beta} + \widetilde{\tau}_{\alpha\beta} \Big), \quad \widetilde{\tau}_{\alpha\beta} = \psi_{,\alpha} \psi_{,\beta} - \frac{1}{2} \, \widetilde{g}_{\alpha\beta} \, \widetilde{g}^{\mu\nu} \, \psi_{,\mu} \psi_{,\nu} \,, \tag{8}$$

где

458

$$\psi_{,\alpha} = \frac{y_{,\alpha}}{y} \sqrt{\frac{(3+2\zeta)y_0}{2\kappa}} \,. \tag{9}$$

Они отличаются от уравнений ОТО с дополнительным источником в виде минимально связанного скалярного поля $\psi(x^{\alpha})$ только переобозначенной константой тяготения. Собственное и эйнштейновское представления теории ЙБД отвечают разному выбору масштабов измерений: в собственном представлении постоянны \hbar , c и массы покоя частиц m, но переменна G, в эйнштейновском \hbar , c, G = const, а массы покоя меняются согласно $\tilde{m} = (y/y_0)^{-1/2} \cdot m$, т.е. в этом представлении массы покоя частиц в разных пространственно-временных точках различны, что нарушает принцип геодезичности движения. В некоторых случаях эйнштейновское представление оказывается проще собственного. В частности, в космологических задачах с метрикой Фридмана-Робертсона-Уокера (ФРУ)

$$ds^{2} = dt^{2} - a^{2}(t) \left[\frac{dr^{2}}{1 - kr^{2}} + r^{2} \left(d \theta^{2} + \sin^{2} \theta \, d \, \varphi^{2} \right) \right], \quad k = -1, \, 0, \, +1$$
 (10)

тензор энергии-импульса минимально связанного скалярного поля (8) в эйнштейновском представлении имеет гидродинамическую природу

$$\widetilde{\tau}^0_0 = -\widetilde{\tau}^1_1 = -\widetilde{\tau}^2_2 = -\widetilde{\tau}^3_3 = \frac{1}{2}\dot{\psi}^2 \; .$$

(Здесь и далее точка над символом обозначает дифференцирование по времени). Иначе говоря, скалярное поле $\psi(t)$ эйнштейновского представления проявляет себя как покоящаяся идеальная жидкость с предельно жестким уравнением состояния

$$\widetilde{\varepsilon}^s = \widetilde{P}^s = \frac{1}{2}\psi^2 ,$$

поэтому ряд качественных результатов можно получить, анализируя динамику той или иной космологической модели, не интегрируя полевых уравнений.

Исходя из факта существования собственного и эйнштейновского представлений теории ЙБД в конформно-соответствующих пространствах, установим функциональную зависимость $\psi(y)$, требуя, чтобы в эйнштейновском представлении скаляр $\phi(y)$ обращался в космологическую постоянную, что дает

$$\phi(y) = \frac{y}{y_0} \Lambda . \tag{11}$$

(12)

Предполагая, как это принято, что космическая материя - это идеальная жилкость с тензором энергии-импульса (1), состояние которой описывается уравнением

$$P = \alpha \varepsilon$$

где

$$\alpha = \begin{cases} -1 & \text{модель вакуума,} \\ 0 & \text{эра преобладания вещества,} \\ 1/3 & \text{доминантность излучения,} \\ 1 & \text{предельно жесткое состояние,} \end{cases}$$

подставив (10) в пары (3)-(4) и (7)-(8), получим уравнения космологической задачи теории ЙБД как в собственном

$$\frac{1}{R^3}\frac{d}{dt}(\dot{y}R^3) = \frac{\kappa(1-3\alpha)}{3+2\zeta}\varepsilon,$$
(13)

$$3\left(\frac{\dot{R}^{2}}{R^{2}} + \frac{k}{R^{2}}\right) = \frac{\kappa\varepsilon}{y} - \frac{3\dot{R}}{R}\frac{\dot{y}}{y} + \frac{\zeta}{2}\frac{\dot{y}^{2}}{y^{2}} + \frac{y}{y_{0}}\Lambda, \qquad (14)$$

$$\frac{2\ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} + \frac{k}{R^2} = -\frac{\kappa\alpha\varepsilon}{y} - \frac{\ddot{y}}{y} - \frac{2\dot{R}}{R}\frac{\dot{y}}{y} - \frac{\zeta}{2}\frac{\dot{y}^2}{y^2} + \frac{y}{y_0}\Lambda,$$
 (15)

так и в эйнштейновском представлениях

$$\frac{d}{d\eta}(\psi_{,\eta}a^{3})=0, \quad \Rightarrow \quad \psi_{,\eta}=\frac{c}{a^{3}}, \quad d\eta=\sqrt{\frac{y}{y_{0}}}dt, \quad (16)$$

$$3\left(\frac{a_{,\eta}^{2}}{a^{2}}+\frac{k}{a^{2}}\right)=\frac{\kappa}{\gamma_{0}}\left(\varepsilon+\frac{1}{2}\psi_{,\eta}^{2}\right)+\Lambda,$$
(17)

$$\frac{2a_{,\eta\eta}}{a} + \frac{a_{,\eta}^{2}}{a^{2}} + \frac{k}{a^{2}} = -\frac{\kappa}{y_{0}} \left(\alpha \varepsilon + \frac{1}{2} \psi_{,\eta}^{2} \right) + \Lambda .$$
(18)

если учесть (12) и ввести $n = 3(1 + \alpha)$. В результате $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 (a_0/a)^n$, n = 0, 3, 4, 6.

Масштабный фактор в собственном представлении, в отличие от аналогичной величины a(t) в эйнштейновском, обозначен R(t). И в собственном, и в эйнштейновском представлении вследствие ковариантного постоянства тензора энергии-импульса вещества (1) имеем

$$\dot{\varepsilon} = -3\frac{\dot{a}}{a}(\varepsilon + P) \implies \frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon} = -n\frac{\dot{a}}{a}$$
 (19)

(индексом 0 снабжены величины в момент времени, который обычно относят к текущему моменту).

Для решения задачи в эйнштейновском представлении с учетом (16) и (17) из (18) имеем

$$\dot{a}^{2} = \frac{E_{n}}{3}a^{2-n} + \frac{\Lambda}{3}a^{2} - k + \frac{4\pi}{3y_{0}}\frac{c^{2}}{a^{4}}.$$
 (20)

Константа "с" появилась в результате интегрирования (16), и если скалярного поля нет, то c=0. Поэтому в ОТО при k=0 уравнение (20) принимает вид

Р.М.АВАКЯН И ДР.

$$\frac{\dot{a}}{a} = \pm \sqrt{\frac{\chi_0 \varepsilon_0}{3} \left(\frac{a_0}{a}\right)^n + \frac{\Lambda}{3}}, \quad \chi_0 = 8\pi G$$
(21)

или

$$\frac{da^{n/2}}{dt} = \pm \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \sqrt{a^n + \frac{\chi_0 \varepsilon_0}{\Lambda} a_0^n}$$
(22)

и имеет следующие решения:

а) для модели вакуума $\alpha = -1$ (n = 0),

$$a = a_0 e^{H_0(t-t_0)}, \quad H_0 = \sqrt{\frac{\chi_0 \varepsilon_0 + \Lambda}{3}}, \quad H(t_0) = H_0:$$
 (23)

б) для остальных моделей (n=3, 4, 6)

$$a^{n/2} = \frac{A_n}{2} e^{\chi_s(t-t_0)} - \frac{E_n}{2A_n} e^{-\chi_s(t-t_0)},$$
 (24)

$$E_n = \frac{\chi_0 \varepsilon_0 a_0^n}{\Lambda}, \quad A_n = a_0^{n/2} + \sqrt{a_0^n + E_n}, \quad \chi_n = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}.$$
 (25)

При $\Lambda = 0$

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^{n/2} = 1 + \frac{n}{2}\sqrt{\frac{\chi_0\varepsilon_0}{3}}(t-t_0).$$
(26)

В эйнштейновском представлении при k=0 и введенных обозначениях H(t) = a/a, $q = -aa/a^2$ из (16) имеем:

$$\psi(t) = \frac{c}{a^3}, \quad c = a_0^3 \sqrt{\frac{2H_0^2(1+q_0)y_0}{8\pi} - \frac{n\varepsilon_0}{3}}, \quad (27)$$

и (20) можно представить в виде

$$\frac{1}{3}\frac{da^3}{dt} = \sqrt{\frac{E_n}{3}}a^{6-n} + \frac{\Lambda}{3}a^6 + C , \quad E_n = \frac{8\pi}{y_0}\varepsilon_0 a_0^n , \quad C = \frac{4\pi c^2}{3y_0}.$$
 (28)

Для модели вакуума $\alpha = -1$ (n = 0), модели с преобладанием вещества $\alpha = 0$ (n = 3) и модели с предельно жестким уравнением состояния $\alpha = 1$ (n = 6) уравнение (28) удобно записать в виде

$$\frac{d}{dt}\left(a^3 + \delta_n^3 \frac{E_3}{2\Lambda}\right) = \chi_n \sqrt{\left(a^3 + \delta_n^3 \frac{E_3}{2\Lambda}\right)^2 + B_n^2} , \qquad (29)$$

где

$$\chi_{n} = \begin{cases} \sqrt{3(E_{0} + \Lambda)} & n = 0 \\ \sqrt{3\Lambda} & n = 3, n = 6 \end{cases}$$
(30)
$$B_{n}^{2} = \begin{cases} 3C/(E_{0} + \Lambda) & n = 0 \\ (12C\Lambda - E_{3}^{2})/4\Lambda^{2} & n = 3 \\ (3C + E_{6})/\Lambda & n = 6 \end{cases}$$
(31)

460

Интегрируя (28), получаем

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^3 = \frac{A_n}{2} e^{\chi_n(t-t_0)} \left[1 - \frac{D_n^2}{A_n^2} e^{-2\chi_n(t-t_0)}\right] - \delta_n^3 \frac{E_3}{2\Lambda a_0^3},$$
 (32)

где

$$A_n = 1 + \delta_n^3 \frac{E_3}{2 a_0^3 \Lambda} + \sqrt{\left(1 + \delta_n^3 \frac{E_3}{2 a_0^3 \Lambda}\right)^2 + D_n^2}, \quad D_n^2 = \frac{B_n^2}{a_0^6}.$$
 (33)

3. Заключение. Из (18) и (20) для, так называемого, коэффициента "замедления" получаем

$$q = 2 - \frac{3(1-\alpha)\varepsilon_0 + (3y_0 \Lambda/4\pi)(a/a_0)^n}{2\varepsilon_0 + (a/a_0)^n (c^2/a^6 + y_0 \Lambda/4\pi)},$$
 (34)

откуда для $a = a_0$, $\alpha = 0$, c = 0, $\Lambda = 0 \Rightarrow q = 0.5$. В общем случае имеет смысл выписать разложение (32) по степеням $(t - t_0)$, то есть исследовать поведение q во времена, близкие к t_0 (текущему моменту)

$$\frac{a}{a_0} \approx 1 + \frac{\chi_n \left(A_n^2 + D_n^2\right)}{6A_n} (t - t_0) + \chi_n^2 \left[\frac{A_n^2 - D_n^2}{12A_n} - \frac{\left(A_n^2 - D_n^2\right)^2}{36A_n^2}\right] (t - t_0)^2 + \dots \quad (35)$$

Из (35) для q в момент времени t_п получим

$$q_0 = \frac{-3z}{z^2 + D_n^2} + 2, \quad z = 1 + \delta_n^3 \frac{E_3}{2a_0^3 \Lambda}, \quad n = 0, 3, 6$$
(36)

откуда

$$q_0 = \frac{-3}{1+3C/a_0^6(E_0+\Lambda)} + 2, \quad P = -\varepsilon, \quad (37)$$

$$q_0 = +\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \frac{\left(\Lambda - 3C/a_0^6\right)}{\Lambda + 3C/a_0^6 + E_3/a_0^3}, \quad P = 0, \qquad (38)$$

$$q_0 = \frac{-3\Lambda}{\Lambda + 3C/a_0^6 + E_6/a_0^6} + 2, \quad P = \varepsilon.$$
(39)

Наличие перехода от фазы замедления к фазе ускорения означает, что в некоторый момент времени коэффициент "замедления" обращается в нуль. Современному состоянию соответствует случай P=0. Как видно из формулы (38), разумным подбором параметров можно обеспечить выполнения условия $q_0 = 0$ и соответственно переход от фазы замедления к фазе ускорения.

Кафедра теоретической физики им. Г.С.Саакяна ЕГУ, Ереван, Армения, e-mail: ravag@freenet.am, ghar@freenet.am

461

Р.М.АВАКЯН И ДР.

THE COSMOLOGICAL SCALAR IN JORDAN-BRANS-DICKE THEORY. I

R.M.AVAGIAN, G.H.HARUTYUNYAN, V.V.PAPOYAN

The Jordan-Brans-Dicke (JBD) theory variant in the presence of cosmological scalar is considered. The latter is presented in such a way that under the transition into the Einsteinian representation it transfers into usual cosmological constant GR. The work is divided into two stages. In the first part the cosmological solutions for the Einsteinian representation of the JBD theory (i.e. in the presence of minimally coupling scalar field) are considered. In the second part cosmological solutions in the own representation of the JBD theory with the self-consistent scalar field are subject to investigation. The analysis of obtained solutions is of interest in connection with the contemporary conceptions about the Universe expansion, in particular with the discovery of accelerated cosmological expansion and estimation of dark matter and dark energy density.

Key words: cosmology:scalar-tensor theory:cosmological solutions

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P.Jordan, Schwercraft und Weltall, Braunschwexig, 1955.
- 2. P.Jordan, Z. Physik, 157, 112, 1959.
- 3. C.Brans, R.Dicke, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
- 4. C.Brans, Phys. Rev., 125, 2194, 1962.
- 5. Г.С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
- 6. Г.С. Саакян, в сб.: "Гравитация. Проблемы и перспективы", Наукова думка, Киев, 1972.
- 7. R.H.Singh, L.N.Ray, Gen. Rel. Grav., 15, 875, 1983.
- 8. V. Papoyan, Phys. of Particle and Nuclei, 34, 375, 2003.
- 9. A.G.Riess, P.Nugent, Astron. J., 116, 1089, 1998.
- 10. S.Perlmutter, G.Aldering, G.Goldhaber et al., Astrophys. J., 517, 565, 1999.
- 11. A.G.Riess, P.Nugent, Astrophys. J., 560, 49, 2001.
- 12. A. Einstein, Sitzung. Preuss. Akad. Wis. Phys. Math. Kl., 142, 1917.
- 13. S. Weinberg, Rev. Mod. Phys., 61, 1, 1989.
- 14. R.Dicke, Phys. Rev., 125, 2163, 1962.
- 15. R.Dicke, Astrophys. J., 152, 1, 1968.
- 16. Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян, Астрофизика, 44, 483, 2001.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 53.087.23:520.2

МОБИЛЬНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА МАСТЕР. ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

В.М.ЛИПУНОВ^{1,2}, В.Г.КОРНИЛОВ^{1,2}, А.В.КРЫЛОВ¹, Г.В.БОРИСОВ¹, Д.А.КУВШИНОВ^{1,2}, А.А.БЕЛИНСКИЙ^{1,2}, Е.С.ГОРБОВСКОЙ², Г.А.АНТИПОВ², Н.В.ТЮРИНА¹, В.М.ВИТРИЩАК², С.А.ПОТАНИН¹, М.В.КУЗНЕЦОВ¹ Поступила 16 марта 2005 Принята к печати 14 апреля 2005

Представлены принципы работы системы телескопов-роботов МАСТЕР (Мобильная Астрономическая Система Телескопов-Роботов, http://observ.pereplet.ru), предназначенной для поиска быстрых транзиентных явлений в оптическом диапазоне. Робот-телескоп включает в себя: телескоп системы Рихтера-Слефогта (D=355 мм, F/D=2.4); телескоп системы Рихтера-Слефогта (D=300 мм, F/D=2.4); телескоп системы Рихтера-Слефогта (D=300 мм, F/D=2.4); телескоп системы Рихтера-Слефогта (D=300 мм, F/D=2.4); телескоп системы Рихтера-Слефогта (D=300 мм, F/D=2.4); телескоп системы Рихтера-Слефогта (D=300 мм, F/D=2.4); телескоп системы Флюге (D=200 мм, F/D=2.5); ТВ-камеру с полем 20 x 40 градусов, три ПЗС-камеры. Монтировка системы немецкого типа со скоростью 8 град/с. МАСТЕР получает изображения глубиной 19[°] на поле 6 квадратных градусов за 1.5 минуты экспозиции. Мы приводим результаты наблюдений оптического послеевечения космических гамма-всплесков. МАСТЕР стал первой в Европе системой, зарегистрировавшей оптическое излучение GRB030329.

1. Введение. Создание роботизированных обсерваторий является одной из самых актуальных и быстро развивающихся областей современной астрономии. Особенно незаменимы такие комплексы при поисковых работах, посвященных наблюдению и открытию новых транзиентных феноменов на небе: гамма-всплесков, вспышек сверхновых и новых звезд, микролинз и более классических явлений типа комет, астероидов и космического мусора. В поисковых работах невозможно предугадать точное направление и время, в которые следует наводить телескоп. В этом смысле особое значение приобретает покрытие всех широт и долгот земли роботизированными комплексами. Очевидно, что создание Мобильной Астрономической Системы Телескопов-Роботов (MACTEP) в самой большой по долготе стране мира существенно повышает эффективность открытия и наблюдений новых астрономических объектов.

Система МАСТЕР (http://observ.pereplet.ru) расположена в 30 км от Москвы и является первой и пока единственной (телескоп-робот) в России установкой такого типа. Она появилась в связи с необходимостью проведения синхронных и близких по времени к моменту регистрации космических гамма-всплесков наблюдений. Многоцветная фотометрия оптического излучения гамма-всплесков в первые минуты после их регистрации предоставляет нам уникальную возможность исследования физических процессов, протекающих в самые начальные этапы самого грандиозного по мощности электромагнитного излучения явления во Вселенной. Следует подчеркнуть, что до сих пор имеется всего лишь несколько наблюдений оптического послесвечения гамма-всплесков в первые десятки секунд, при этом до сих пор не получено ни одной кривой блеска от первых секунд до нескольких часов на одном инструменте и в одной фотометрической системе. Именно форма кривой блеска позволит исследовать динамику расширения релятивистского шара и приблизиться к разгадке природы гамма-всплесков.

Вторая задача, решаемая МАСТЕРом, связана с тем, что в отличие от гамма-излучения, оптическое свечение всплеска может быть более изотропным и, следовательно, может регистрироваться гораздо чаще: диаграммы направленности в таких разных диапазонах как оптический и гамма могут не совпадать, более того, "оптические" электроны должны иметь меньшую энергию и, следовательно, могут быть распределены более изотропно. МАСТЕР позволяет проводить постоянные обзоры неба с целью открытия оптических вспышек, не сопровождающихся гамма-излучением, но обусловленных тем же физическим процессом. В режиме обзорных наблюдений система дает возможность снимать 50 квадратных градусов в час с пределом выше 19^т.

Третья задача, которую решает МАСТЕР, состоит именно в синхронных с гамма-телескопом (напр., НЕТЕ) наблюдениях, благодаря наличию широкопольной камеры.

Таким образом, МАСТЕР может проводить

- поиск раннего послесвечения космических гамма-всплесков, наводясь после прихода сигнала с гамма-телескопа,

- синхронные наблюдения области, в которой произошел гамма-всплеск,

- обзоры неба.

Рассмотрим основные принципы работы телескопов-роботов.

2. Роботы-телескопы. Роботом-телескопом следует называть такой автоматический инструмент, который осуществляет не только самостоятельное наведение и съемку области неба, но и автоматическую обработку изображений с последующей обратной связью (проверка качества изображения, автоматическое наведение на выявленные объекты и т.д.). Такой телескоп, ориентированный на регистрацию оптического излучения от источника гамма-всплеска, работает по следующей схеме:



ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ 465

При обнаружении нового объекта (или оптического предела, ярче которого не найден новый объект по сравнению с каталогами) в пределах квадрата ошибок координат гамма-всплеска (область, в которой космическими телескопами был зарегистрирован гамма-всплеск, может быть какой угодно формы, для определенности будем называть ее квадратом ошибок) следует его публикация в циркулярах GCN (The GRB Coordinates Network, http:// gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3_archive.html). Значительное уменьшение квадрата ошибок позволяет подключать к наблюдениям найденного объекта более крупные телескопы.

К такого рода системам относятся установки ROTSE, NEAT, KAIT, LINEAR и др. (полный список приведен на http://gcn.gsfc.nasa.gov, существуют также и другие группы исследователей, не зарегистрированных в GCN, напр. КОСМОТЕН).

Эффективность роботов-телескопов была с блеском продемонстрирована в программах поиска сверхновых звезд, астероидов и комет, а для проведения синхронных или близких по времени к моменту вспышки в гамма-диапазоне наблюдений излучения гамма-всплесков такие системы являются незаменимыми.

Наиболее близким по параметрам к нашему проекту является система ROTSE, установленная не только в Соединенных Штатах, но и в Австралии, Южной Африке и Турции. Со времени первого наблюдения синхронного оптического излучения гамма-всплеска в 1998г. [1], ROTSE-III проведено порядка 5 близких к моменту вспышки наблюдений (от 60 до 500 с [2]). Подчеркнем, что особенностями MACTEPa и ROTSE-III является то, что кроме возможности быстрого наведения по пришедшему сигналу по координатам гамма-всплеска, эти системы позволяют проводить обзоры всего доступного им полушария небесной сферы в остальное время. Важнейшей особенностью является глубина обзоров, проводимых этими системами: у MACTEPa это 19^m при суммарной экспозиции 1.5 мин. Кроме того, как будет описано дальше, MACTEP имеет камеру широкого поля зрения, которая позволяет вести именно синхронные с гамма-телескопами наблюдения до 10^m.

Рассмотрим систему МАСТЕР подробно.

3. Основные параметры и принцип работы системы МАСТЕР. Система МАСТЕР включает в себя три светосильных телескопа с потенциальным полем зрения до 20 квадратных градусов, установленных на автоматизированной параллактической монтировке немецкого типа со скоростью наведения до 8 градусов в секунду. Главный телескоп МАСТЕРа системы Рихтера-Слефогта (диаметром 355 мм и светосилой D/F=1:2.4) способен получать нефильтрованные изображения до 19^m на 6 квадратных градусах при суммарной экспозиции 1.5 мин. Кроме него работают модифицированный Рихтер-Слефогт телескоп (D = 200 мм, D/F - 1 : 2.4) и телескоп системы Флюгге (D = 280 мм, D/F - 1 : 2.6). Все телескопы установлены параллельно друг другу на одной монтировке, что позволяет вести синхронные наблюдения также в фильтрах R и V.

Система снабжена ПЗС камерами AP16E (4090 x 4090 пикс.) и Pictor-416 (700 x 500 пикс.).

На одном из телескопов установлена гризма, позволяющая получать низко-дисперсионные спектры до 13^{тв} в поле 30'х 40' с экспозицией 1 мин.

Кроме этого, имеется цифровая камера очень широкого поля зрения (38 x 50 градусов, 1392 x 1040 пикс.). Как отмечалось выше, данная камера позволяет системе работать в режиме именно синхронных с космическим гамма-телескопом наблюдений, давая 10 звездную величину.

МАСТЕР постоянно подключен к Интернету и держит связь с системой оповещения о регистрируемых гамма-всплесках GCN.

МАСТЕР работает следующим образом.



Для того, чтобы обеспечить быстрое и сравнительно точное наведение телескопов на заданную область неба на параллактическую монтировку были установлены два идентичных привода: один - для оси склонения, другой - для полярной оси. Привод состоит из шагового двигателя ДШИ-200 и специально разработанного интеллектуального контролера, связанного с управляющим компьютером через интерфейс RS485. Контролер обеспечивает перемещение на заданное расстояние с заданной скоростью и параметрами разгона и торможения.

Управляющая программа, работающая в операционной системе Linux, обеспечивает выполнение запросов на наведение телескопов от сервера. Программа главным образом обеспечивает пересчет астрономических координат объекта наведения в инструментальную систему координат и определяет оптимальный маршрут перемещения телескопа (если объект доступен для наблюдений в данное время) внутри разрешенной для движения области. Последнее обстоятельство особенно актуально, поскольку используется монтировка немецкого типа, что при наведении на случайную (заранее не известную) область неба примерно в 30% случаев требует перекладки телескопа.

Грубая привязка инструментальной системы координат обеспечивается датчиками нуль-пунктов, ее коррекция проводится по объектам с известными координатами. Эта достаточно простая система обеспечивает точность наведения порядка 5 угл. мин, что вполне достаточно, учитывая размеры поля зрения телескопов.

4. Оптические наблюдения космических гамма-всплесков. С конца 2002г. начались наблюдения оптического послесвечения гаммавсплесков, сопровождающиеся постоянной программной и аппаратной модернизацией системы.

В табл.1 мы приводим основные результаты этих наблюдений.

Таблица 1

НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТЕЙ (КВАДРАТОВ-ОШИБОК) ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Гамма-	Публикация	Время от	Оптический	Комментарии к наблюлениям
всплеск	в циркуляре	регистрации	предел	
COLUMN 1 IN 187	GCN	гамма-	изображения	- All Martin
		всплеска		
1	2	3	4	5
GRB050408	[8]	1 ч 09 мин	14".7	Закат, облака
GRB050316	[9]	103 с синхронный	19"5 16"5	Не обнаружен объект на суммарном кадре(19 ^{°°} .5) и на изображении, полученном во время обзора, совпавшего по времени с гамма-всплеском.
GRB050316	[10]	103 c	18"	Предварительный результат, 50 снимков с экспозицией 30 с, Нового объекта по сравнению с USNO-В не обнаружено. Получено 50 спектров (50 Å) области 40' x 30'.
GRB050126	[11]	2ч 48 мин	17"	не обнаружен объект из [12]
GRB050126	[13]	2 ч 48 мин	· 15"	ОТ на уровне шума
GRB050117	[14], [15]	2प 2प	19" 17"	первые наблюдения области GRB, полученной с гамма- обсерватории SWIFT [16]
GRB041016	[17]	12 ч 22 мин	17	камера АР16Е
GRB041015	[18]	4ч 15 мин	21	АР16Е, погода отличная
GRB041006	[19]	4ч 30 мин	18 ^m .4	Большое зенитное расстояние, наблюдения на Pictore, upgrade AP16E
GRB040929	[20]	5 ч 10 мин	16*	Луна, облака, Pictor.
GRB040924	[21], [22]	5ч 21 мин	17".5. 18".5	200 мм телескоп, Pictor. Луна.
GRB040827	[23]	5.94	17	Сигнал с INTEGRAL, облака
GRB040825a	[24]	16.8 ч	20"	Первые наблюдения, Нефильтрованный свет
GRB040825b	[25]	4c	19".5	Первые наблюдения
GRB040624	[26]	11 ч 52 мин	15"	Первые наблюдения, облака

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5
GRB040308	[27]	48 ч	21=2	Нефильтрованный свет
GRB030913	[4], [5]	43 мин	17".5	Облака, при наведении через 120 с после прихода алерта
GRB030601	[3]	55 мин	12".0	Наведение через 105 с. Первые 55 мин - облака.
GRB030414	[28]	84	13".3 -14".5	Полная луна. Первые наблюдения
GRB040308	[29]	48 4	21=2	Первые наблюдения
GRB030418	[30]	11 4	16".5	Первые наблюдения
GRB030416	[31]	33 4	15".0	Полная луна. Первые наблюдения
GRB030328	[32]	5ч	18".3	Первые наблюдения
GRB030329	[33], [34], [35]	5.2 ч		Первые наблюдения в Европе. Получена кривая падения блеска в <i>R</i> -полосе в течение 8 часов.
GRB021219	[36]	7.5ч	13".7	Первые наблюдения первого GRB с INTEGRAL'а, облака.

Отметим, что за истекший период (с декабря 2002 по апрель 2005) не было ни одного ночного (московское ночное время) гамма-всплеска, сопровождающегося оптическим излучением.

За исключением гамма-всплеска 29 марта 2003г., везде мы даем только верхние пределы по звездной величине. Подчеркнем, что это всегда именно первые наблюдения квадрата ошибок гамма-всплеска в мире. В двух случаях имеем быстрое наведение телескопа через 105 с (GRB030601 [3]) и 120 с (GRB030913 [4,5]). Следует подчеркнуть, что основное время задержки определяется временем обработки и передачи информации с космического гамма-телескопа (в данном случае HETE). Время "подъезда" телескопа не превышает 10-15 с. Рекордным по времени оказалось наведение за 85 с по сигналу с HETE [6].

Научное значение полученных пределов на оптический поток можно оценить следующим образом. На рис.1 представлены все наблюдения, сделанные на телескопе МАСТЕР (в фильтре *R* и нефильтрованные) оптического послесвечения гамма-всплесков, опубликованные в GCN. При этом звездные величины представлены в единицах, нормированных на поток в гамма-диапазоне всплеска GRB030329.

 $m = m_{\kappa \alpha \delta \alpha} + 2.5 \log(F_{\gamma}/F_{GRB030329})$

Пунктирными линиями ограничена область, в которую попадают все положительные наблюдения оптического послесвечения, опубликованные в циркулярах GCN, полученные на других обсерваториях (список использованных работ представлен на http://observ.pereplet.ru/astrofizika05lit.html). Попадание верхнего предела проведенного наблюдения гамма-всплеска в оптическом диапазоне в эту область делает наблюдение важным, поскольку другие гамма-всплески давали оптическое излучение. Если же значение



Рис.1. "Синтетическая" кривая блеска, построенная по всем наблюдавшимся оптическим потокам в белом свете или в фильтре *R*. По оси Y отложена звездная величина в *R*-фильтре, по оси X - время от момента вспышки в часах. Кружками показана кривая блеска гамма-всплеска GRB030329 в фильтре *R* [33-35]. Заполненными треугольниками показаны оптические пределы для гамма-всплесков, полученные МАСТЕРом, наполовину пустыми треугольниками показаны верхние пределы для двух вспышек Soft-Gamma Repeater и двух технических алертов НЕТЕ (после регистрации были признаны космическими частицами). Наклон пунктирных линий соответствует закону падения блеска оптического послесвечения всплеска GRB030329 t⁻¹¹ и ограничивает все

оказывается меньше нижнего предела, можно говорить о "темном" гаммавсплеске. Первая по времени точка относится к наблюдениям [7] в момент всплеска.

5. Наблюдение всплеска GRB030329. 29 марта 2003г. на системе МАСТЕР [33-35], были получены изображения оптического транзиента GRB030329 [36]. Отметим, что МАСТЕР первым в Европе начал регистрировать оптическое излучение этого гамма-всплеска (см. табл.2).

Представляем оптическую кривую блеска гамма-всплеска GRB030329. При ее получении использовались более 200 прямых снимков. Для повышения отношения сигнал/шум (S/N) и уменьшения инструментальных ошибок мы складывали несколько экспозиций, в результате получены 64 точки для кривой блеска. Калибровка по звездным величинам сделана в соответствии со схемой, описанной в [37], при этом использовались 4 звезды. Большие ошибки при определении звездной величины связаны с

в.м.липунов и др.

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЯ GRB030329

Дата	Время, UT	t - 10, 4	R	Remor
1	2	3	4	5
03.29.2003	16:51:49	5.24691	13.74	0.42
03.29.2003	16:54:27	5.29080	13.93	0.41
03.29.2003	17:02:12	5.41997	13.70	0.23
03.29.2003	17:07:36	5.50997	14.01	0.21
03.29.2003	17:12:04	5.58441	13.71	0.16
03.29.2003	17:14:29	5.62469	13.85	0.15
03.29.2003	17:19:18	5.70497	13.98	0.10
03.29.2003	17:34:11	5.95302	14.12	0.17
03.29.2003	17:36:19	5.98858	13.91	0.10
03.29.2003	17:40:01	6.05024	13.97	0.10
03.29.2003	17:42:44	6.09552	14.04	0.08
03.29.2003	17:46:24	6.15663	14.00	0.08
03.29.2003	17:49:09	6.20247	14.01	0.08
03.29.2003	17:52:18	6.25497	13.97	0.08
03.29.2003	17:55:22	6.30608	13.94	0.07
03.29.2003	17:59:49	6.38024	14.09	0.08
03.29.2003	18:11:56	6.58219	14.01	0.13
03.29.2003	18:21:10	6.73608	14.13	0.11
03.29.2003	18:40:45	7.06247	14.18	0.08
03.29.2003	18:43:29	7.10802	14.14	0.08
03.29.2003	18:46:06	7.15163	14.09	0.08
03.29.2003	18:48:46	7.19608	14.17	0.08
03.29.2003	18:51:23	7.23969	14.15	0.09
03.29.2003	18:54:06	7.28497	14.13	0.08
03.29.2003	18:56:48	7.32997	14.25	0.09
03.29.2003	18:59:29	7.37469	14.18	0.08
03.29.2003	19:02:06	7.41830	14.23	0.09
03.29.2003	19:04:48	7.46330	14.14	0.08
03.29.2003	19:07:29	7.50802	14.32	0.10
03.29.2003	19:12:54	7.59830	14.22	0.10
03.29.2003	19:15:32	7.64219	14.26	0.10
03.29.2003	19:18:10	7.68608	14.07	0.09
03.29.2003	19:21:27	7.74080	14.17	0.12
03.29.2003	19:52:30	8.25830	14.39	0.11
03.29.2003	19:55:12	8.30330	14.37	0.11
03.29.2003	19:58:05	8.35136	14.45	0.10
03.29.2003	20:00:50	8.39719	14.43	0.11
03,29,2003	20:03:42	8.44497	14.34	0.09
03.29.2003	20:08:30	8.52497	14.50	0.10
03.29.2003	20:11:15	8.57080	14.32	0.10
03.29.2003	20:14:05	8.61802	14.46	0.10
03.29.2003	20:16:50	8.66386	14.32	0.09
03,29,2003	20:19:28	8.70774	14.43	0.10
03,29,2003	20:24:45	8.79580	14.44	0.06
03,29,2003	20:36:35	8.99302	14.54	0.08
03.29.2003	20:41:20	9.07219	14.52	0.08

ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ 471

1	2	3	4	5
03.29.2003	20:45:58	9.14941	14.44	0.07
03.29.2003	20:51:17	9.23802	14.51	0.08
03.29.2003	20:56:44	9.32886	14.64	0.09
03.29.2003	21:01:30	9.40830	14.58	0.09
03.29.2003	21:07:22	9.50608	14.46	0.09
03.29.2003	21:17:37	9.67691	14.56	0.08
03.29.2003	21:28:18	9.85497	14.60	0.08
03.29.2003	21:39:07	10.03524	14.74	0.08
03.29.2003	21:49:59	10.21636	14.62	0.06
03.29.2003	22:03:48	10.44663	14.70	0.07
03.29.2003	22:16:04	10.65108	14.49	0.07
03.29.2003	22:26:44	10.82886	14.72	0.08
03.29.2003	22:41:42	11.07830	14.63	0.09
03.29.2003	23:03:55	11.44858	14.85	0.11
03.29.2003	23:35:46	11.97941	14.90	0.12
03.30.2003	00:04:04	12.45108	14.86	0.09
03.30.2003	00:23:25	12.77358	14.84	0.13
03.30.2003	00:52:04	13.25108	15.06	0.16
03.30.2003	01:12:16	13.58774	15.00	0.16
03.30.2003	01:35:52	13.98108	15.59	0.41

Таблица 2 (окончание)

погодными условиями: первые точки были получены на закате при большой освещенности неба, во время последних экспозиций (последние точки на кривой блеска) на горизонте появились легкие облака (циррусы).

В таблице представлены дата и время по UT экспозиций, время от



Рис.2. Кривая блеска GRB030329 в фильтре *R*, полученная МАСТЕРом. По оси Y отложена звездная величина в *R*-фильтре, по оси X - время от момента вспышки.

момента регистрации гамма-всплеска $(t - t_0)$, звездная величина в *R*-полосе и ее ошибка. При анализе полученной кривой блеска получаем закон изменения потока за 8.8 часов наблюдений $(t - t_0)$ от 5.2 ч до 14.0 ч, в долях дня):

> $F \sim t^{-\alpha}$, $\alpha = 1.22 \pm 0.03$ $R_{max} = 15.8 + 1.2 \cdot 2.5 \cdot \log(t - t_0)$,

что согласуется с наблюдениями [38]. Кривая блеска приведена на рис.2.

6. Заключение. Создана мобильная система телескопов-роботов МАСТЕР, направленная на регистрацию синхронного или близкого по времени оптического излучения космических гамма-всплесков. Системы, обладающие такими свойствами, позволяют не только исследовать самые ранние этапы оптического свечения гамма-всплесков, но и решить целый ряд других фундаментальных задач. В первую очередь, это касается поисковых наблюдений вспышек сверхновых звезд и новых типов транзиентных оптических явлений во Вселенной. Попутно могут решаться более классические задачи, такие как открытие малых планет, комет и наблюдения космического мусора. Введение в строй системы МАСТЕР позволило ученым России принять участие в передовых исследованиях мирового уровня. Особенно важно то, что с помощью небольших телескопов мы решаем задачу, которую не способны решить самые крупные телескопы мира, но которые всегда принимают участие в наблюдениях гамма-всплесков через несколько часов после обнаружения его оптического излучения.

Представлена кривая блеска GRB030329 в фильтре *R*, полученная МАСТЕРом.

Представлена "синтетическая" кривая блеска, построенная по всем наблюдавшимся от гамма-всплесков потокам в белом свете и в *R*-фильтре. Показана область ожидаемого оптического потока для гамма-всплеска. Попадание верхнего предела оптического излучения исследуемого гаммавсплеска в эту область показывает, что всплеск является теоретически ожидаемым. Если же блеск оказывается меньше нижнего предела, можно говорить о "темном" гамма-всплеске.

Авторы признательны Московскому Объединению "Оптика" в лице генерального директора С.М.Бодрова за предоставление ПЗС-камеры АР16Е и неоценимую поддержку, А.В.Багрову (ИНАСАН) за предоставление монтировки, Е.Ю.Осминкину за предоставление малого телескопа Рихтера-Слефогта, Т.Д.Крыловой, А.К.Магницкому (ГАИШ), Э.В.Кононовичу (ГАИШ), Н.И.Шакуре (ГАИШ). Авторы также признательны А.М.Черепащуку и администрации ГАИШ за поддержку.

ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ 473

Авторы выражают отдельную благодарность В.Л.Афанасьеву за предоставление гризмы. Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-16411.

- Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,
- Россия, e-mail: lipunov@sai.msu.ru
- ² Физический факультет МГУ, Россия

MASTER: THE MOBILE ASTRONOMICAL SYSTEM OF TELESCOPE-ROBOTS. OPTICAL OBSERVATIONS OF GAMMA-RAY BURSTS

V.M.LIPUNOV^{1,2}, V.G.KORNILOV^{1,2}, A.V.KRYLOV¹, G.V.BORISOV¹, D.A.KUVSHINOV^{1,2}, A.A.BELINSKI^{1,2}, E.S.GORBOVSKOY², G.A.ANTIPOV¹, N.V.TYURINA¹, V.M.VITRISCHAK², S.A.POTANIN¹, M.V.KUZNETSOV¹

We present the first russian robot-telescope designed to make prompt observations of gamma-ray bursts and another fast transients phenomena (http://observ.pereplet.ru). The main parameters of this system are the following: Richter-Slefogt system telescope (D = 355 mm, F/D = 2.4); Richter-Slefogt system telescope (D = 200 mm, F/D = 2.4); Flugge system telescope (D = 280 mm, F/D = 2.5); TV-camera with 20 x 40 degree objective; 3 CCD cameras. The type of mount is German with 8 grad/s slew rate. MASTER images stars down to 19 magnitude in a 1.5 min exposure covering 6 square degrees. We present the results of optical afterglow observations of gammaray bursts. MASTER is the first system in Europe, registered GRB030329.

Key words: Instrumentation:mobile system:gamma-ray bursts

ЛИТЕРАТУРА

- 1. T.A.McKay, C.Akerlof, B.Lee et. al., Bull. of the Amer. Astron. Soc., 30, 874, 1998.
- 2. C.Akerlof, S.Amrose, R.Balsano et. al., Astrophys. J., 532, L25, 2000.
- 3. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et al., GCN, 2262, 1, 2003. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2262.gcn3.
- 4. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et al., GCN, 2394, 1, 2003. http://gcn.

gsfc.nasa.gov/gcn3/2394.gcn3.

- 5. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et al., GCN, 2385, 1, 2003. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2385.gcn3.
- 6. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et al., GCN, 2569, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2569.gcn3.
- 7. C.Akerlof, R.Balsano, S.Barthelemy et al., Nature, 398, 400, 1999.
- 8. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et al., GCN, 3188, 1, 2005. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/3188.gcn3.
- 9. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et al., GCN, 3108, 1, 2005. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/3108.gcn3.
- 10. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 3106, 1, 2005. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/3106.gcn3.
- 11. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2988, 1, 2005. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2988.gcn3.
- 12. E.Berger, S.R.Kulkarni, GCN, 2985, 1, 2005. http://gcn.gsfc.nasa.gov/ gcn3/2985.gcn3.
- 13. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2986, 1, 2005. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2986.gcn3.
- 14. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2954, 1, 2005. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2954.gcn3.
- 15. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2953, 1, 2005. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2953.gcn3.
- 16. D.N.Burrows, J.E.Hill, G.Chincarini et. al., GCN, 2951, 1, 2005.
- 17. S.Bodrov, A.Sankovich, V.Lipunov et. al., GCN, 2816, 1, 2004. http:// gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2816.gcn3.
- 18. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2810, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2810.gcn3.
- 19. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2773, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2773.gcn3.
- 20. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2755, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2755.gcn3.
- 21. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2738, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2738.gcn3.
- 22. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2737, 1, 2004. http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2737.gcn3.
- 23. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2676, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2676.gcn3.
- 24. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2660, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2660.gcn3.
- 25. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2659, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2659.gcn3.
- 26. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2616, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2616.gcn3.
- 27. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2543, 1, 2004. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2543.gcn3.

ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ 475

- 28. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2157, 1, 2003. http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2157.gcn3.
- 29. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2158, 1, 2003. http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2158.gcn3.
- 30. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2154, 1, 2003. http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2154.gcn3.
- 31. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2103, 1, 2003. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2103.gcn3.
- 32. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2091, 1, 2003. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2091.gcn3.
- V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2035, 1, 2003. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2035.gcn3.
- 34. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 2002, 1, 2003. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2002.gcn3.
- 35. V.Lipunov, A.Krylov, V.Kornilov et. al., GCN, 1770, 1, 2002. http://gcn. gsfc.nasa.gov/gcn3/2002.gcn3.
- 36. B.Peterson, P.Price, GCN, 1985, 1, 2003. http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/ 1985.gcn3.
- 37. A. Henden, GCN, 2023, 1, 2003. http://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/2023.gcn3.
- 38. Р.А.Буренин, Р.А.Сюняев, М.Н.Павлинский и др., Письма в Астрон. ж, **29**(9), 649, 2003.

АСТРОФИЗИКА

TOM 48

АВГУСТ, 2005

ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.6

Обзоры

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ НА СТАДИИ ДОЗВУКОВОГО ПРОПЕЛЛЕРА

Н.Р.ИХСАНОВ^{1,2} Поступила 13 марта 2005 Принята к печати 12 апреля 2005

Состояние дозвукового пропеллера в эволюционных треках замагниченных компактных звезд является промежуточным между состояниями сверхзвукового пропеллера и аккретора. Темп вращения звезды на этой стадии уменьшается вследствие взаимодействия се магнитосферы с окружающей горячей квазистатической оболочкой. Радиус магнитосферы меньше радиуса коротации, и граница магнитосферы устойчива по отношению к неустойчивостям перестановочного типа. Темп потока массы с внутреннего радиуса оболочки на поверхность компактного объекта ограничен скоростью диффузии плазмы в магнитное поле звезды. Вследствие этого дозвуковой пропелиер будет проявлять себя как аккрепионный пульсар низкой (или умеренной) светимости с мягким рентгеновским спектром.

1. Введение. В соответствии с классификацией, предложенной Дэвисом и др. [1], эволюционные треки нейтронных звезд, входящих в состав массивных тесных двойных систем, могут быть представлены в виде цепочки из четырех фундаментальных состояний: эжектор, сверхзвуковой пропеллер, дозвуковой пропеллер и аккретор [2]. Эта классификация отражает разные стадии эволюции нейтронных звезд в соответствии с доминирующим механизмом энерговыделения, ответственным за их излучение. Эжекторы и аккреторы отождествлены с радио- (эжекционными) и аккреционными пульсарами, соответственно. Анализ спектров рентгеновского излучения ряда Ве/рентгеновских транзиентов позволяет отождествить состояние нейтронной звезды в течение спокойной фазы источника с состояние кверхзвукового пропеллера [3,4]. Вопрос о возможности наблюдательного отождествления дозвуковых пропеллеров до настоящего времени остается открытым.

Количественные оценки, показывающие необходимость существования фазы дозвукового пропеллера в эволюционных треках нейтронных звезд, были впервые выполнены Дэвисом и Принглом [5] в рамках решения проблемы существования долгопериодических (*P_s*≥100 с) ренттеновских пульсаров в массивных двойных системах, нормальные компоненты которых находятся на Главной последовательности. Предметом исследований являлись условия, при которых нейтронные звезды способны замедлить свое вращение от периодов в несколько миллисекунд до сотен секунд с темпом

$$\dot{P} \ge \dot{P}_0 \simeq 2 \cdot 10^{-13} \left[\frac{P_s}{100 \text{ c}} \right] \left[\frac{t_{\text{msr}}}{10^7 \text{ ner}} \right]^2 \text{ c/c},$$
 (1)

где г. время жизни массивной звезды на Главной последовательности. Было показано, что таковыми условиями являются: а) сильное магнитное поле: $B(R_{ns}) \ge 10^{12}$ Гс, и б) высокий темп взаимодействия между нейтронной звездой и плазмой ветра ее компаньона:

$$M_c = \pi R_{\alpha}^2 \rho_{\infty} V_{rel} \ge 10^{15} \text{ r/c}.$$
 (2)

Здесь $R_{\alpha} = 2 G M_{ns} / V_{rel}^2$ - радиус гравитационного захвата нейтронной звезды с массой M_{ns} , скорость движения которой относительно окружающей материи V_{rel} . В общем случае эта скорость является суперпозицией трех основных слагаемых: скорости орбитального движения нейтронной звезды, пространственной скорости окружающей материи и скорости звука в ней. ρ_{∞} - средняя плотность материи, окружающей нейтронную звезду на расстоянии $R \ge R_n$.

Если оба из вышеперечисленных пунктов выполнены, то генерация релятивистского ветра нейтронной звездой на стадии эжектора [6] и взаимодействие магнитного поля звезды с окружающей материей на стадии сверхзвукового пропеллера [7] способны увеличить период вращения звезды на масштабе времени $t < t_{m}$ вплоть до величины

$$P_{cd} = 23\mu_{30}^{6/7} \ m^{-5/7} \left[\frac{\dot{M}_c}{10^{15} \ r/c} \right]^{-3/7} c.$$
(3)

Здесь μ_{30} и *m* означают магнитный момент и массу нейтронной звезды, выраженные в единицах 10^{30} Гс см³ и M_{\odot} , соответственно.

При условии $P_s < P_{col}$ центробежная сила на границе магнитосферы препятствует аккреции окружающей плазмы на поверхность звезды. В случае обратного неравенства этот барьер перестает быть эффективным, и плазма, проникающая в магнитосферу, способна достичь поверхности звезды, двигаясь вдоль силовых линий поля в направлении магнитных полюсов. Вследствие этого можно было бы ожидать, что условие $P_s = P_{col}$ символизирует смену состояния нейтронной звезды из сверхзвукового пропеллера в аккретор. Однако темп замедления вращения нейтронных звезд на стадии аккретора существенно ниже величины P_0 [1,8], а значит, характерное время замедления нейтронных звезд на этой стадии должно существенно превосходить t_{mi} . В результате мы приходим к выводу, что либо долгопериодические рентгеновские пульсары являются сильно-замагниченными звездами ($\mu \ge 10^{31}$ Гс см³) и их взаимодействие с ветром компаньона происходит при таких условиях, что M_c не сильно превосходита $\sim 10^{15}$ г/с, либо существует дополнительная фаза эволюции, разделяющая

состояния сверхзвукового пропеллера и аккретора, на которой темп замедления вращения нейтронных звезд $\dot{P} \ge \dot{P}_0$.

Первое предположение находится в противоречии с результатами наблюдений долгопериодических пульсаров, демонстрирующих феномен рентгеновских транзиентов [9]. Рентгеновская светимость транзиентных источников во вспышке достигает $L_x \sim 10^{36} - 10^{38}$ эрг/с, что позволяет нам указать следующий нижний предел:

$$\dot{M}_c \ge \dot{M}_a = \frac{L_x R_{ns}}{GM_{ns}} \sim 10^{16} - 10^{18} \text{ r/c},$$
 (4)

где \dot{M}_a - темп аккреции плазмы на поверхность нейтронной звезды радиуса R_a . Более того, далеко не у всех нейтронных звезд, входящих в эту группу источников, величина дипольного магнитного момента превышает 10^{31} Гс см³ [10,11]. Таким образом, существование дополнительной фазы эволюции, получившей название "дозвуковой пропеллер", оказывается необходимым условием для успешного построения картины формирования долгопериодических рентгеновских пульсаров. Общая схема этого процесса и анализ некоторых особенностей дозвуковых пропеллеров являются предметом данной статьи.

2. Сверхзвуковой пропеллер. Условие перехода замедляющейся нейтронной звезды из состояния эжектора в состояние сверхзвукового пропеллера может быть выражено следующим образом:

$$p_{wd}(R_{\alpha}) = p_{pl}(R_{\alpha}).$$

Здесь $p_{wd}(R_{\alpha})$ и $p_{pl}(R_{\alpha})$ - давление релятивистского ветра, эжектируемого звездой, и давление плазмы, окружающей звезду, соответственно, вычисленные на радиусе R_{α} .

При условии $p_{wd}(R_{\alpha}) < p_{pl}(R_{\alpha})$ плазма, окружающая нейтронную звезду, проникает под радиус гравитационного захвата и движется по баллистическим траекториям в гравитационном поле звезды. Падение вещества в направлении нейтронной звезды происходит до тех пор, пока плотность энергии дипольного магнитного поля звезды меньше плотности кинетической энергии падающей материи. На расстоянии

$$R_m = \left(\frac{\mu^2}{\dot{M}_c \sqrt{2 \, G M_{ns}}}\right)^{2/7} \tag{5}$$

от нейтронной звезды эти энергии сравниваются, и скорость радиального движения материи быстро падает до нуля, что сопровождается образованием ударной волны и переходом кинетической энергии потока в его тепловую энергию. Взаимодействие между магнитным полем и набегающим на него потоком приводит к формированию магнитосферы нейтронной звезды, экваториальный радиус которой в первом приближении оценивается выражением (5). Если темп падения плазмы на магнитосферу удовлетворяет условию [12]

$$M_e < M_{eg} = 0.75 \mu_{30}^2 V_8^{7/5} m^4 M_{\odot}$$
/год (6)

(которое с запасом в несколько порядков выполняется во всех ныне известных массивных тесных двойных системах), величина R_{μ} существенно превосходит радиус коротации нейтронной звезды:

$$R_{\rm cor} = \left(\frac{GM_{\rm ns}}{\omega^2}\right)^{1/3} \tag{7}$$

Здесь V_{i} означает скорость нейтронной звезды относительно окружающей материи, выраженную в единицах 10^{4} см/с, а $\omega = 2\pi/P_{s}$ - угловая скорость вращения звезды. Таким образом, линейная скорость частиц, заполняющих магнитосферу и твердотельно вращающихся с нейтронной звездой [13], на радиусе R_{m} достигает величины ωR_{m} , что превосходит скорость звука в газе, окружающем границу магнитосферы (температура которого $T \leq T_{ff}(R_{m}) = GM_{ns}m_{p}/kR_{m}$, где m_{p} и k - масса протона и постоянная Больцмана, соответственно). В области магнитопаузы, находящейся за пределами коротационного цилиндра, выполняется условие: $(\omega R_{m})^{2}/R_{m} > GM_{ns}/R_{m}^{2}$ и, следовательно, результирующая сила, действующая на частицы в этой области, направлена от нейтронной звезды. Перечисленные свойства находят свое отражение в названии соответствения вующего состояния - "сверхзвуковой пропеллер".

Следует отметить, что образование аккреционного диска в течение перехода нейтронной звезды из состояния эжектора в состояние сверхзвукового пропеллера маловероятно. Действительно, условием образования диска в двойной системе с орбитальным периодом $P_{orb} = 10P_{10}$ дней, в которой аккреционный процесс обусловлен захватом вещества нейтронной звездой из ветра ее компаньона, является (см. [14] и цитированную там литературу)

$$V_{rel} \leq V_{cr} \simeq 10^7 \xi_{0,2}^{1/4} m^{11/28} \mu_{30}^{-1/14} \dot{M}_{15}^{1/28} P_{10}^{-1/4} \, \text{cm/c} \,,$$
 (8)

где $\dot{M}_{15} = \dot{M}_c / 10^{15}$ г/с, а $\xi_{0.2}$ - параметр, учитывающий диссипацию углового момента аккреционного потока вследствие его неустойчивостей, нормированный в соответствии с Матсуда и др. [15].

Вместе с тем, характерная скорость ветра массивных звезд ранних спектральных классов существенно превосходит величину V. Более того, взаимодействие между релятивистским ветром и материей, окружающей нейтронную звезду в состоянии эжектора, приводит к образованию горячей каверны [5,2], скорость звука в которой также превосходит предел, указанный в выражении (8). Вследствие этого, сферическая аппроксимация геометрии аккреционного потока в течение перехода звезды из стадии эжектора на стадию сверхзвукового пропеллера имеет под собой достаточные основания.

Как было показано Дэвисом и Принглом [5], переход нейтронной звезды в состояние сверхзвукового пропеллера сопровожлается формированием горячей квазистатической оболочки, окружающей се магнитосферу. Причина ее формирования состоит в том, что поток энергии. выделяемой на границе магнитосферы вследствие взаимодействия межлу быстровращающимся магнитным полем и окружающим веществом. существенно превосходит максимально возможные радиационные потери плазмой оболочки. В результате процесс нагрева оболочки оказывается эффективнее процесса ее охлаждения, и поэтому температура вещества, образующего оболочку, поддерживется на уровне ее максимально возможной температуры, Т_я. При этих условиях высота однородной атмосферы в оболочке оказывается порядка радиуса, и оболочка простирается от границы магнитосферы нейтронной звезды (где тепловое давление плазмы по абсолютной величине равно и противоположно по направлению давлению дипольного магнитного поля: нижняя граница) до радиуса гравитационного захвата нейтронной звезды (где величина давления плазмы оболочки сравнивается с величиной противодавления плазмы ветра нормального компаньона: внешняя граница). Отвод углового момента, теряемого нейтронной звездой вследствие ее взаимодействия с окружающей материей, осуществляется турбулентными движениями в оболочке, скорость которых порядка скорости звука [5].

Формирование оболочки с указанными выше параметрами препятствует проникновению звездного ветра под радиус гравитационного захвата. В процессе движения звезды совместно с окружающей ее магнитосферу оболочкой звездный ветер нормального компонента обтекает внешнюю



Рис.1. Нейтронная звезда в состоянии пропеллера. Магнитосфера звезды окружена горячей квазистатической оболочкой. При движении звезды окружающая материя обтекает внешнюю границу оболочки с темпом M_{\star} (см. текст).
границу оболочки. Масса газа, обтекающего оболочку в единицу времени (темп обтекания), равна M_c . Взаимодействие между оболочкой и обтекающим ее веществом обеспечивает отвод избыточного углового момента, переданного нейтронной звездой окружающей плазме на границе ее магнитосферы и перенесенного турбулентными движениями на внешнюю границу оболочки (см. рис.1). Указанная картина является устойчивой при условии, что темп обтекания оболочки звездным ветром удовлетворяет соотношению [16]

$$M_{c} \leq M_{max} = 2.2 \cdot 10^{18} \, mV_{8} \, r/c \,.$$
 (9)

Вследствие отсутствия стационарного движения вещества через оболочку в радиальном направлении образование аккреционного диска на стадии сверхзвукового пропеллера невозможно.

3. Дозвуковой пропеллер. По мере замедления вращения нейтронной звезды на стадии сверхзвукового пропеллера ее радиус коротации увеличивается, и при $P_c \ge P_{cd}$ его величина превосходит R_m . Линейная скорость движения силовых линий поля на границе магнитосферы в этом случае оказывается меньше скорости звука в плазме оболочки с температурой T_g . Таким образом, процесс взаимодействия поля и плазмы на границе магнитосферы переходит в дозвуковой режим. В соответствии с результатами анализа, представленными Дэвисом и Принглом [5], в ходе этого перехода меняются радиальные распределения плотности, давления и скорости турбулентных движений в оболочки. Однако темп энерговыделения на границе магнитосферы вследствие потерь вращательной энергии звездой превосходит темп охлаждения оболочки, обусловленный турбуленцией и тормозным излучением, вплоть до момента, когда период вращения звезды достигнет критической величины, P_{br} . Величина этого периода с учетом поправки, предложенной Ихсановым [17], равна

$$P_{br} \approx 450 \,\mu_{30}^{16/21} \,\dot{M}_{15}^{-5/7} m^{-4/21} \,\mathrm{c} \,. \tag{10}$$

Таким образом, температура оболочки в рамках условия $P_{cd} \leq P_s < P_{br}$ продолжает оставаться на уровне T_{gr} .

При переходе процесса взаимодействия поля и плазмы в дозвуковой режим величина центробежной силы, действующей на плазму в области магнитопаузы, становится меньше силы гравитационного притяжения и более не препятствует аккреции вещества, проникающего в магнитосферу, на поверхность нейтронной звезды. Однако темп проникновения плазмы в поле в рамках рассматриваемой задачи существенно ниже максимально возможного темпа захвата массы нейтронной звездой из ветра ее компаньона, M_c . Действительно, форма поверхности магнитосферы, окруженной горячей сферической оболочкой и вращающейся с периодом $P_i > P_{co}$ соответствует решению, полученному Аронсом и Ли [18]. Граница

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

такой магнитосферы устойчива по отношению к неустойчивостям перестановочного типа, если температура окружающей ее материи превосходит $T_{cr} \sim 0.3 T_{g}$. Следовательно, перестановочные неустойчивости границы магнитосферы дозвукового пропеллера будут подавлены, пока процесс нагрева оболочки доминирует над процессом ее охлаждения, т.е. пока период вращения звезды удовлетворяет неравенству $P_s < P_{br}$.

Общая картина взаимодействия нейтронной звезды с ветром ее компаньона в данном случае подобна представленной на рис.1. Однако, как будет показано в следующем разделе, такой источник имеет ряд существенных отличий от сверхзвукового пропеллера.

4. Аккреция на дозвуковой пропеллер. Перестановочные неустойчивости границы магнитосферы не являются единственным механизмом проникновения плазмы в магнитное поле нейтронных звезд. Альтернативным механизмом является диффузия. Вследствие того, что проводимость плазмы оболочки не бесконечна, на границе магнитосферы образуется диффузионный слой взаимного проникновения плазмы и магнитного поля (магнитопауза). Толщина этого слоя может быть оценена с помощью выражения $\delta_m = \sqrt{D_{eff} t_{diff}}$, где D_{eff} и t_{diff} означают эффективный коэффициент и время диффузии, соответственно. Нижней границей D_{eff} является коэффициент бомовской диффузии $D_B \cong \zeta V_{T(i)} r_{h(i)}$, где $V_{T(i)}$ и $r_{h(i)}$ - тепловая скорость ионов и их ларморовский радиус, соответственно, а величина безразмерного параметра ζ лежит в пределах 0.1 - 0.25 (см. Гослинг и др. [19]). Верхняя граница этого параметра зависит от спектра турбулентных движений на границе магнитосферы, и при определенных условиях она может существенно превосходить D_B [20].

Характерное время диффузии определяется временем, за которое плазма, диффундирующая в магнитопаузу, способна покинуть ее, двигаясь вдоль силовых линий поля в направлении магнитных полюсов. Абсолютная нижняя граница этой величины - время свободного падения, $t_{ff} = R_m^{3/2}/(GM_{ns})^{1/2}$. Однако реальное время диффузии может существенно превосходить величину t_{ff} . В частности, такая ситуация реализуется в случае дозвукового пропеллера.

Плазма, проникающая в магнитное поле звезды, изолирована от области основного энерговыделения, происходящего вследствие работы пропеллера, и ее движение внугри магнитосферы полностью контролируется магнитным полем. Однако движение плазмы вдоль силовых линий поля в направлении магнитных полюсов звезды становится возможным лишь после того, как температура плазмы, диффундирующей в магнитопаузу, понизится до критического значения T_{er} . В противном случае эффективное ускорение частицы, находящейся в области магнитопаузы [18]

$$g_{\text{eff}} = \frac{GM_{ns}}{R_m^2(\psi)} \cos\psi - \frac{V_{T_i}^2(R_m)}{R_{curv}(\psi)}, \qquad (11)$$

отрицательно (центробежное ускорение, обусловленное кривизной силовых линий поля и описываемое вторым членом правой части уравнения, доминирует над ускорением, обусловленным гравитационным потенциалом нейтронной звезды - первый член правой части уравнения) и, следовательно, результирующая сила, приложенная к этой частице, оказывается направленной от нейтронной звезды. Здесь ψ обозначает угол между радиус-вектором и нормалью к силовой линии поля, V_{T_i} - тепловая скорость ионов и $R_{curr}(\psi)$ - кривизна силовых линий поля на границе магнитосферы соответствующая решению, полученному в работе Аронса и Ли [18].

Основным механизмом охлаждения плазмы в интересующих нас условиях является тормозное излучение (охлаждение, связанное с циклотронным излучением и комптоновским рассеянием неэффективно вследствие относительно небольшой величины напряженности магнитного поля в магнитопаузе и относительно низкой светимости звезды в рентгеновском диапазоне, соответственно). Характерное время охлаждения может быть выражено как (следует заметить, что время выравнивания температур электронного и ионного компонентов в рассматриваемых условиях существенно меньше времени охлаждения тормозным излучением)

$$t_{br} \approx 5.4 \cdot 10^4 \mu_{30}^{4/7} \, m^{6/7} \dot{M}_{15}^{-9/7} \, \mathrm{c} \,. \tag{12}$$

Сравнивая это время с временем свободного падения в области магнитопаузы, находим

$$\theta = \frac{t_{ff}}{t_{br}} \approx 5 \cdot 10^{-5} \mu_{30}^{2/7} \ m^{-11/7} \dot{M}_{15}^{6/7} \ . \tag{13}$$

Таким образом, характерное время оттока плазмы из магнитопаузы вдоль силовых линий поля в направлении звезды существенно превосходит время свободного падения. Следовательно, процесс аккреции на поверхность звезды в состоянии дозвукового пропеллера будет происходить с характерным временем $t_a \ge t_{br} >> t_{ff}$, и, соответственно, максимальный темп аккреции на поверхность такого объекта оказывается ограничен следующим образом:

$$\dot{M}_a \leq \dot{M}_a^{max} \approx \theta \, \dot{M}_c \approx 5 \cdot 10^{10} \mu_{30}^{2/7} \, m^{-11/7} \, \dot{M}_{15}^{13/7} \, \mathrm{r/c} \,.$$
 (14)

Из этого выражения следует, что аккреционная светимость дозвуковых пропеллеров может быть оценена как

$$L_x^{\text{sp}} \le L_a^{\text{sp}} \simeq 7 \cdot 10^{30} \mu_{30}^{2/7} \, m^{-4/7} \, \dot{M}_{15}^{13/7} R_6^{-1} \, \text{spr/c} \,, \tag{15}$$

где R₆ - радиус нейтронной звезды, выраженный в единицах 10⁶ см.

Аккрешируемая плазма достигает поверхности нейтронной звезды в области магнитных полюсов. Вследствие этого на поверхности звезды образуется два горячих пятна, излучение которых сосредоточено в рентгеновском диапазоне спектра. Принимая, что магнитная ось звезды и ее ось вращения не параллельны, мы приходим к классической картине аккреционного рентгеновского пульсара. Таким образом, можно ожидать, что нейтронные звезды на стадии дозвукового пропеллера будут проявлять себя подобно аккрецирующим пульсарам низкой (или умеренной) светимости. Вместе с тем существует ряд отличий в проявлении дозвуковых пропеллеров и нейтронных звезд низкой светимости, находящихся на стадии аккретора, которые мы обсудим в следующем разделе.

5. Особенности в проявлении дозвуковых пропеллеров. Одним из критериев идентификации дозвуковых пропеллеров является ограничение на область допустимых значений периодов их вращения: $P_{cl} < P_i < P_{bc}$. Границы этой области зависят от двух основных параметров: μ и M_c . Полагая, что темп аккреции на поверхность звезды в состоянии дозвукового пропеллера близок к максимально возможному (см. выражение (14)), можно определить допустимую область возможных периодов вращения как функцию светимости дозвукового пропеллера ($L_x = M_a GM_{ns}/R_{ns}$). Соответствующие зависимости приведены на рис.2 и 3. Как видно из этих рисунков, область допустимых значений периодов вращения

Следующим важным критерием, позоляющим выделить дозвуковые пропеллеры среди аккреторов низкой (и умеренной) светимости, является относительно мягкий спектр их ренттеновского излучения.



Рис.2. Область допустимых величин периодов дозвуковых пропеллеров в зависимости от их аккрепионной светимости. Эта область (отмеченная штриховкой) ограничена снизу величиной периода P_{ω} , и сверху - величиной периода P_{ω} . Представленная зависимость справедлива для звезд с магнитным дипольным моментом $\mu = 10^{50}$ Гс см³.

Причина такого отличия состоит в следующем. Площадь горячих пятен в области магнитных полюсов нейтронной звезды, находящейся в режиме



Рис.3. То же, что и рис.2, но величина магнитного дипольного момента звезды µ=10³¹ Гс

сферической аккреции, может быть в первом приближении оценена как $S_{pol} \simeq \pi R_{ns}^3 R_m^{-1}$ (Липунов, [2]). Если звезда находится в состоянии аккретора, т.е. $\dot{M}_c = \dot{M}_a$, площадь горячего пятна может быть выражена через ее рентгеновскую светимость как

$$S_{pol}^{acc} \simeq 6.4 \cdot 10^8 L_{33}^{2/7} m^{1/7} \mu_{30}^{-4/7} R_6^{23/7} \text{ cm}^2 , \qquad (16)$$

где L_{33} означает рентгеновскую светимость источника, выраженную в единицах 10^{33} эрг/с.

Однако в случае дозвукового пропеллера $\dot{M}_c \neq \dot{M}_a$, и поэтому для вычисления функции $S_{pol}^{sp} = S_{pol}^{sp}(L_x)$ следует воспользоваться выражением (14). В результате находим:

$$S_{pot}^{sp} \approx 1.7 \cdot 10^{10} L_{33}^{2/13} m^{3/13} \mu_{30}^{-8/13} R_6^{42/13} \,\mathrm{cm}^2 \,. \tag{17}$$

Сравнение результатов выражений (16) и (17) приводит к выводу, что площадь горячего пятна на поверхности звезды в состоянии дозвукового пропеллера почти в 30 раз превосходит площадь пятна на поверхности звезды в состоянии аккретора той же светимости. В рамках аппроксимации рентеновского спектра чернотельным излучением можно заключить, что эффективная температура излучения дозвукового пропеллера (при прочих равных условиях) будет более чем в два раза меньше эффективной температуры излучения звезды в состоянии аккретора. Таким образом, можно ожидать, что дозвуковые пропеллеры должны проявлять себя как рентеновские пульсары низкой (или умеренной) светимости с аномально мягким спектром.

Указанное отличие дозвуковых пропеллеров от аккреторов становится еще более существенным, если аккреция материи на пульсар происходит

в режиме аккрешионного диска. В этом случае аккреционная колонка представляет собой полый цилиндр (см. Баско и Сюняев [21]), и, соответственно, плошадь излучающей области в зоне магнитных полюсов оказывается меньше величины, приведенной в выражении (16). При этом различие между параметрами излучения звезд в состоянии дозвукового пропеллера и аккретора становится еще более существенным. Более детальный анализ этих отличий выходит за рамки этой статьи и будет представлен в одной из последующих работ, посвященных модели звезд в состоянии пропеллера.

Одним из важных критериев наблюдательного отождествления дозвуковых пропеллеров является относительно высокий темп и регулярность в увеличении периодов их вращения. Действительно, следуя результатам Дэвиса и Прингла [5], темп потери вращательной энергии нейтронной звездой в состоянии дозвукового пропеллера:

$$L_{sup} = 8 \cdot 10^{33} \mu_{30}^2 \ m^{-1} \left(\frac{P_s}{5c}\right)^{-3} \ \text{spr/c} \ . \tag{18}$$

Это означает, что период дозвуковых пропеллеров в среднем увеличивается с темпом

$$\dot{P} = \frac{P_s^3 L_{xxp}}{4\pi^2 I} \sim 2.5 \cdot 10^{-11} \mu_{30}^2 \ m^{-1} I_{45}^{-1} \ c/c , \qquad (19)$$

где I_{45} - момент инерции нейтронной звезды, выраженный в единицах 10^{45} г см².

Наконец, учет того обстоятельства, что в режиме дозвукового пропеллера максимально возможный темп захвата массы нейтронной звездой из ветра ее компаньона существенно превосходит темп аккреции вещества на ее поверхность, позволяет внести корректировку в метод идентификации состояния звезды по ее ренттеновской светимости, величине магнитного поля и периоду вращения. В основе этого метода лежит сравнение величин радиусов магнитосферы и коротации нейтронной звезды. Однако, если величина ралиуса коротации не зависит от состояния, в котором находится компактная звезда, то определение величины радиуса магнитосферы является модельно зависимым. Основным параметром для вычисления этой величины у звезд с независимо определенной напряженностью магнитного поля является темп захвата массы из звездного ветра ее нормального компаньона. Как правило, этот параметр вычисляется по наблюдаемой светимости объекта в рентгеновском диапазоне: $M = L_x R_{st}/GM_{st}$. Вместе с тем, такая оценка позволяет найти величину темпа аккреции на поверхность звезды, т.е. М., которая может быть приравнена к темпу захвата массы, М., лишь в случае, если звезда находится в состоянии аккретора. В случае дозвукового пропеллера вычисление темпа захвата массы по ренттеновской светимости объекта требует принятия во внимание выражения (14). При этом величина \dot{M}_c оказывается в θ^{-1} раз больше темпа аккреции на поверхность нейтронной звезды, вычисляемой по ее аккреционной светимости. Таким образом, радиус магнитосферы дозвукового пропеллера, вычисленный по наблюдаемой ренттеновской светимости, оказывается в $\theta^{-2/7}$ раз меньше радиуса магнитосферы звезды, имеющей ту же величину светимости и ту же величину магнитного поля, но находящейся в состоянии аккретора. Для интересующих нас величин параметров поправка составляет

$$\theta^{-2/7} \simeq 17 \mu_{30}^{-4/49} m^{22/49} \dot{M}_{15}^{-12/49}$$
, (20)

в случае сферически-симметричной геометрии аккреционного потока и примерно в два раза меньше указанной величины в случае дисковой аккреции.

Таким образом, мы приходим к еще одному из возможных критериев идентификации звезд в состоянии дозвукового пропеллера. А именно, потенциальными кандидатами в объекты этого класса являются пульсары, у которых радиус магнитосферы, вычисленный исходя из равенства $\dot{M}_a = \dot{M}_c$, превосходит величину их радиуса коротации. Применение этого критерия к эпизоду аномально низкой светимости в рентгеновском транзиенте A0535+26 ранее обсуждалось в работе Ихсанова [14].

6. Заключение. Включение состояния дозвукового пропеллера в эволюционные треки нейтронных звезд необходимо в рамках решения задачи о происхождении долгопериодических ренттеновских пульсаров. Эта фаза является промежуточной между стадиями сверхзвукового пропеллера и аккретора. Нейтронная звезда переходит в стадию дозвукового пропеллера, когда ее период достигает величины P_{cd} (см. выражение (3)), и покидает эту фазу, переходя в стадию аккретора, когда ее период увеличивается до P_{bc} (см. выражение (10)). При этих условиях центробежная сила, действующая на плазму, расположенную в области магнитопаузы, и обусловленная вращением звезды, меньше силы гравитационного притяжения и не препятствует аккреции плазмы, проникающей в магнитное поле звезды, на ее поверхность.

На стадии дозвукового пропеллера вращательная энергия звезды уменьшается вследствие взаимодействия между ее магнитным полем и плазменной оболочкой, окружающей магнитосферу, переходя во внутреннюю энергию плазмы оболочки и турбулентные движения в ней. Темп передачи энергии от звезды к оболочке превосходит радиационные потери последней, так что процесс ее нагрева доминирует над процессом охлаждения. Вследствие этого температура оболочки сохраняется на максимально возможном уровне (T_g) , и оболочка находится в квазистационарном режиме, занимая пространство от границы магнитосферы

нейтронной звезды, R_{\perp} (см. выражение (5)) до радиуса гравитационного захвата, R_{α} . При этих условиях граница магнитосферы нейтронной звезды устойчива по отношению к неустойчивостям перестановочного типа. Вместе с тем, проникновение плазмы в магнитосферу звезды происходит вследствие процесса диффузии.

Тепловая энергия плазмы, диффундирующей в магнитосферу, уменьшается вследствие тормозного излучения на масштабе времени (см. выражение (12)), которое определяет минимально возможное характерное время аккреционного процесса на поверхность звезды. Темп аккреции при этих условиях ограничен величиной M_a (см. выражение (14)). Этот верхний предел не зависит от механизма проникновения плазмы в поле.

Движение остывшей плазмы от границы магнитосферы в направлении нейтронной звезды полностью контролируется магнитным полем и происходит вдоль направления силовых линий. Плазма достигает поверхности звезды в области ее магнитных полюсов, где кинетическая энергия потока переходит в его тепловую энергию. Вследствие этого, наблюдательные проявления дозвуковых пропеллеров подобны проявлениям звезд, находящихся в состоянии аккретора и имеющих низкую (или умеренную) рентгеновскую светимость.

Критериями, позволяющими отличить дозвуковые пропеллеры от аккреторов, являются:

1. Ограниченная область допустимых величин периодов дозвуковых пропеллеров, которая является функцией их светимости (см. рис.2 и 3).

2. Относительно мягкий ренттеновский спектр дозвуковых пропеллеров.

3. Быстрое замедление звезд, проявляющих себя как аккреционные рентгеновские пульсары.

Перечисленные критерии могут быть использованы при селекции кандидатов в дозвуковые пропеллеры из числа ренттеновских пульсаров низкой (или умеренной) светимости.

Автор выражает благодарность Л.А.Пустильнику и Н.Г.Бескровной за полезную дискуссию и помощь в оформлении статьи. Настоящая работа выполнена при поддержке Корейского Научно-инженерного фонда (Korea Science and Engineering Foundation: проект KOSEF R01-2004-000-1005-0), Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ, проект 03-02-17223а), а также программы "Астрономия".

- ¹ Главная астрономическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: ikhsanov@kao.re.kr
- ² Национальная астрономическая обсерватория Кореи, Тэджон, Южная Корея

Н.Р.ИХСАНОВ

NEUTRON STARS IN THE STATE OF SUBSONIC PROPELLER

N.R.IKHSANOV12

The state of subsonic propeller is intermediate between the states of supersonic propeller and accretor in the evolutionary tracks of magnetized compact stars. The rotational rate of a star on this stage decelerates due to the interaction between its magnetosphere and the surrounding hot quasi-static plasma envelope. The magnetospheric radius is smaller than the corotation radius and the boundary of the magnetosphere is stable with respect to interchange instabilities. The rate of the mass flux from the inner radius of the envelope to the stellar surface is limited to the rate of plasma diffusion into the magnetic field of the star. As a result, the subsonic propeller would appear as a low luminous accretion-powered pulsar with soft X-ray spectrum.

Key words: stars: neutron

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R.E.Davies, A.C.Fabian, J.E.Pringle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 186, 779, 1979.
- 2. В.М.Липунов, Астрофизика нейтронных звезд, Наука, М., 1987.
- 3. S.Campana, L.Stella, G.L.Israel et. al., Astrophys. J., 580, 387, 2002.
- 4. K.Menou, J.E.McClintock, Astrophys. J., 557, 304, 2001.
- 5. R.E. Davies, J.E. Pringle, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 196, 209, 1981.
- 6. V.S. Beskin, A.F. Gurevich, Ya.N. Istomin, Phys. Pulsar Magnitosphere, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993.
- 7. A.F.Illarionov, R.A.Sunyaev, Astron. Astrophys., 39, 185, 1975.
- 8. G.S. Bisnovatyi-Kogan, Astron. Astrophys., 245, 528, 1991.
- 9. Q.Z.Liu, J. van Paradijs, E.P.J. van den Heuvel, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 147, 25, 2000.
- 10. K.Makishima, T.Mihara, F.Nagase, Y.Tanaka, Astrophys. J., 525, 978, 1999.
- 11. W.Coburn, W.A.Heindl, R.E.Rothschild et. al., Astrophys. J., 580, 394, 2002.
- 12. N.R.Ikhsanov, Astron. Astrophys., 375, 944, 2001.
- 13. С.Б.Пикельнер, Основы космической электродинамики, Наука, М., 1966.
- 14. N.R. Ikhsanov, Astron. Astrophys., 367, 549, 2001.
- 15. T.Matsuda, N.Sekino, K.Sawada et. al., Astron. Astrophys., 248, 301, 1991.
- 16. N.R.Ikhsanov, Astron. Astrophys., 381, L61, 2002.
- 17. N.R.Ikhsanov, Astron. Astrophys., 368, L5, 2001.
- 18. J.Arons, S.M.Lea, Astrophys. J., 207, 914, 1976.
- 19. J.T.Gosling, M.F.Thomsen, S.J.Bame et. al., J. Geophys. Res., 96, 14097, 1991. 20. U.Anzer, G.Börner, Astron. Astrophys., 122, 73, 1983.
- 21. M.M.Basko, R.A.Sunyaev, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 175, 379, 1976.

CONTENTS

Spectral observations of flare star HU Del

V.S. Tamazian, N.D. Melikian, A.A. Karapetian, R.Sh. Natsvlishvili 335 Long-term starspots activity of eclipsing binary CG Cyg

A.V.Kozhevnikova, I.Yu.Alekseev, V.P.Kozhevnikov, M.A.Svechnikov 349 BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. II

V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, N.I.Merkulova, E.A.Sergeeva,

Yu.V.Golubinsky, V.I.Pronik, N.N.Okhmat 365

Infrared properties of late - type stars provided by the First Byurakan spectral sky survey. The nature of the red objects

K.S. Gigoyan, N. Mauron, M. Azzopardi, D. Russeil 383 Searching for runaway OB stars in supernova remnants

O.H.Guseinov, A.Ankay, S.O.Tagieva 393

The new galaxies with UV-excess. VI

M.A.Kazarian, *G.V.Petrosian* 409 Some properties of the X-ray and radio emission of the OH megamaser galaxies

The Coulomb interaction energy of plasmas with superconducting particles

D.M.Sedrakian, R.A.Krikorian 431 Infrared afterglow of GRB041219 as a result of reradiation on dust in a circumstellar cloud

M.V.Barkov, *G.S.Bisnovatyi-Kogan* 439 Frozen hydrocarbon particles as luminescence dust component of the nebulae matter

I.A.Simonia 445

The cosmological scalar in Jordan-Brans-Dicke theory. I R.M.Avagian, G.H.Harutyunyan, V.V.Papoyan 455 Master: the mobile astronomical system of telescope-robots. Optical observations of gamma-ray bursts

V.M. Lipunov, V.G.Kornilov, A.V.Krylov, G.V.Borisov, D.A.Kuvshinov, A.A.Belinski, E.S.Gorbovskoy, G.A.Antipov, N.V.Tyurina, V.M.Vitrischak, S.A.Potanin, M.V.Kuznetsov

REVIEWS

Neutron stars in the state of subsonic propeller

N.R.Ikhsanov 477

463

R.A.Kandalyan 421

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЭНЕРГИЯ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ ЧАСТИЦАМИ

Д.М.Седракян, Р.А.Крикорян 431

ИНФРАКРАСНОЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ ГАММА-ВСПЛЕСКА GRB041219 КАК СЛЕДСТВИЕ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЫЛИ В ОКОЛОЗВЕЗДНОМ ОБЛАКЕ

М.В.Барков, Г.С.Бисноватый-Коган 439

ЗАМОРОЖЕННЫЕ УГЛЕВОДОРОДНЫЕ ЧАСТИЦЫ КАК ЛЮМИНЕСЦИРУЮЩАЯ ПЫЛЕВАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ВЕЩЕСТВА ТУМАННОСТЕЙ

И.А.Симония 445

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ СКАЛЯР В ТЕОРИИ ЙОРДАНА-БРАНСА-ДИККЕ. I

Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян 455 МОБИЛЬНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА МАСТЕР. ОПТИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

В.М.Липунов, В.Г.Корнилов, А.В.Крылов, Г.В.Борисов, Д.А.Кувшинов, А.А.Белинский, Е.С.Горбовской, Г.А.Антипов, Н.В.Тюрина, В.М.Витрищак, С.А.Потанин, М.В.Кузнецов

Н.В.Тюрина, В.М.Витрищак, С.А.Потанин, М.В.Кузнецов 463 ОБЗОРЫ

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ НА СТАДИИ ДОЗВУКОВОГО ПРОПЕЛЛЕРА

Н.Р.Ихсанов 477