

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 48

ФЕВРАЛЬ, 2005

ВЫПУСК 1

УНИКАЛЬНАЯ ЗАТМЕННАЯ СИСТЕМА КН 15D: НОВЫЕ
ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ

О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев 5

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ У ЧЕТЫРЕХ
ЖЕЛТЫХ СВЕРХГИГАНТОВ. I

С.И.Плачинда 15

ПЯТНА, ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ
ВРАЩЕНИЕ НА ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗДАХ

И.Ю.Алексеев 29

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД РАННИХ ТИПОВ И ПЫЛЕВОЙ
МАТЕРИИ, ОБНАРУЖЕННЫХ В НАПРАВЛЕНИИ ЗВЕЗД-
НОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 2175

Э.Е.Хачикян, Р.Х.Оганесян, Р.А.Епрмян 45

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИВЫХ
БЛЕСКА V448 ЛЕБЕДЯ С УЧЕТОМ ГЕОМЕТРИИ РОША

М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили, Г.Джурашевич 59

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЕЛОГО КАРЛИКА С
ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян 69

АНАЛИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ НАДТЕПЛОВЫХ
СТРУЙ

С.Кучми, А.Г.Никогосян 79

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ **Վ.Գ.Գորբաչկի** (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինոզյան-Վոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թ.Երզնյան (ՄՆ) Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենց (Ռուսաստան), Դ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերնոպոլսկի (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Գրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

Заместители главного редактора: **В.Г.Горбачкий** (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллодьян (Армения)

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

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարձր կուրսերի ուսանողների 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



Виталий Герасимович Горбацкий

Журнал "Астрофизика" понес тяжелую утрату. 1 января 2005г. после непродолжительной болезни ушел из жизни выдающийся астрофизик, профессор кафедры астрофизики Санкт-Петербургского университета, главный научный сотрудник Астрономического института им. В.В.Соболева СПбГУ, заместитель главного редактора ж. "Астрофизика", заслуженный деятель науки Российской Федерации Виталий Герасимович Горбацкий.

В.Г.Горбацкий родился 16 февраля 1920г. в г. Невель Псковской области России в семье военнослужащего, мать – учительница. В 1926г. семья переехала в Ленинград. Здесь в 1936г. В.Г.Горбацкий окончил среднюю школу и поступил на астрономическое отделение математико-механического факультета Ленинградского университета, которое окончил в июне 1941г. В.Г.Горбацкий считал, что в студенческие годы наибольшее влияние на него оказали профессора-астрономы В.А.Амбарцумян и М.Ф.Субботин и профессор-механик Н.В.Розе.

С первых дней Великой Отечественной войны В.Г.Горбацкий служил в Советской армии, сначала как слушатель Военно-воздушной академии, а с марта 1943г. – в действующей армии в частях Военно-воздушных сил. Закончил войну участием в штурме Кенигсберга.

Осенью 1945г., находясь по-прежнему в армии, поступил в заочную аспирантуру на кафедру астрофизики Ленинградского университета. Демобилизовавшись из армии в 1947г., продолжил обучение в очной

аспирантуре. В 1948г. под руководством В.В.Соболева защитил кандидатскую диссертацию, посвященную звездам с яркими линиями. До 1952г. работал в Астрономической обсерватории ЛГУ, а с 1952 по 1959гг. был доцентом кафедры высшей математики Технологического института.

В 1960г. В.Г.Горбацкий вернулся в родной университет, став старшим научным сотрудником математико-механического факультета. В 1963г. защитил докторскую диссертацию и в 1965г. был избран на должность профессора кафедры астрономии. С 1985г. до конца жизни В.Г.Горбацкий — профессор кафедры астрофизики.

Круг научных интересов В.Г.Горбацкого — теоретическая астрофизика. Непрерывно расширяя область своих исследований, В.Г.Горбацкий постепенно вырос в одного из крупнейших современных астрофизиков-теоретиков России. Научное направление "Космическая газодинамика", возникшее на стыке астрофизики и газодинамики, во многом приобрело современный вид благодаря его работам. В частности, в 1965г., изучая газовые потоки в тесных двойных системах, В.Г.Горбацкий впервые исследовал явление, получившее впоследствии название дисковой аккреции. Широкую известность получили его работы по выяснению ключевой роли ударных волн в физике долгопериодических переменных. В.Г.Горбацким изучались крупномасштабные газодинамические течения в эллиптических галактиках и в скоплениях галактик, исследовались механизмы неустойчивостей и образования структур в межзвездной и межгалактической среде.

Научные интересы В.Г.Горбацкого были чрезвычайно разнообразны и касались широчайшего круга астрофизических проблем, относящихся к столь разномасштабным объектам Вселенной, как звезды и межзвездная среда, аккреционные диски и галактики, протогалактики и скопления галактик. Каждый раз, когда передний фронт астрофизических исследований смещался в сторону новых задач и объектов, В.Г.Горбацкий успевал сдвигаться вместе с ним. Он всегда был в курсе новейших направлений и самых свежих фактов в науке, был буквально переполнен разнообразной информацией по самым различным вопросам, и щедро делился ею с коллегами и друзьями. В.Г.Горбацким написано восемь книг — монографий, учебных пособий, популярных изданий. Наибольшую известность из них получили "Космическая газодинамика" (Наука, М., 1977) и "Введение в физику галактик и скоплений галактик" (Наука, М., 1986). Незадолго до смерти он опубликовал также замечательные "Лекции по истории астрономии" (Изд. СПбГУ, 2003). Он также автор более ста научных работ.

В.Г.Горбацкий вел активную научно-организационную работу. С

1979г. он состоял членом редколлегии, с 1988г. — заместителем главного редактора журнала "Астрофизика". В успехах "Астрофизики" имеется достойный вклад В.Г.Горбацкого — и как автора, и как члена редколлегии. Последняя его работа была напечатана в последнем номере журнала за 2004 год.

С 1958г. В.Г.Горбацкий был членом Международного Астрономического Союза, с 1990г. по 1997г. был сопредседателем Евро-Азиатского Астрономического общества, являлся членом-учредителем Европейского Астрономического общества. Огромна была роль В.Г.Горбацкого в организации и проведении двадцати ежегодных Пушкинских совещаний по внегалактической астрономии, постепенно доросших до статуса международных.

Виталий Герасимович останется в памяти всех, кому посчастливилось знать его, как человек высочайшей культуры, необычайно широких интересов, неутомимый путешественник, замечательный рассказчик. Его коллеги и друзья всегда с огромным интересом слушали его повествования о прежних событиях, связанных с астрономами и астрономией. Виталий Герасимович был всегда в центре внимания любой компании. Его великолепная память сохраняла множество интереснейших эпизодов из далекой истории.

Теперь же, когда Виталия Герасимовича не стало, журналу "Астрофизика" и всему астрономическому сообществу его будет не хватать.

Редакция журнала "Астрофизика"

УДК: 521.8

УНИКАЛЬНАЯ ЗАТМЕННОЯ СИСТЕМА КН 15D:
НОВЫЕ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕО.Ю.БАРСУНОВА^{1,3}, В.П.ГРИНИН^{1,2,3}, С.Г.СЕРГЕЕВ²

Поступила 6 сентября 2004

Приводятся результаты фотометрических наблюдений молодой затменной системы КН 15D, проводившихся в течение двух наблюдательных сезонов 2002-2004гг. Сравнение наших данных с более ранними результатами Гамильтон и др. и Хербста и др. показывает существование многолетнего фотометрического тренда яркости: за 5 лет блеск системы в полосе I_c уменьшился почти на 1 звездную величину. Показано также, что обнаруженное Хербстом и др. систематическое изменение параметров затмений продолжается в настоящее время. При этом форма кривой блеска существенно не изменилась и по-прежнему характеризуется небольшим поярчением в центральной части затмений. Полученные результаты обсуждаются в контексте рассматриваемых в настоящее время моделей КН 15D.

1. *Введение.* Объект КН 15D ($Sp = K7$; $V = 18 - 21.5$) обнаружен в 1997г. Кернс и Хербстом [1] при фотометрическом исследовании молодого скопления NGC 2264. Согласно Гамильтон и др. [2] это молодая звезда типа WTTS (weak T Tauri star). С периодичностью $48^d.35$ ее блеск ослабевает примерно на 3.5 звездной величины, причем в слабом состоянии объект находится в течение примерно трети периода. Такие параметры затмений не имеют аналогов среди затменных двойных систем, что позволяет отнести КН 15D к числу уникальных астрофизических объектов.

За последний год опубликован ряд важных результатов, которые существенно обогатили сведения об этом объекте. Прежде всего установлен сам факт двойственности КН 15D: с помощью телескопов Кеск, Magellan II и ряда других, Джонсон и др. [3] обнаружили периодические изменения радиальной скорости объекта с амплитудой 10.7 км/с и оценили наиболее вероятные интервалы значений функции масс системы ($0.125 \leq f_M / \sin^3 i \leq 0.5 M_\odot$) и эксцентриситета орбиты $0.68 \leq e \leq 0.80$. Используя Гарвардскую коллекцию фотографических наблюдений скопления NGC 2264, Уинн и др. [4] нашли, что кривая блеска этого объекта в начале 20-го столетия сильно отличалась от наблюдаемой в настоящую эпоху: эффективная продолжительность затмений была существенно меньше, либо они вообще не наблюдались.

По спектрам КН 15D, полученным в области 2 микрон, Токунага и др. [5] и Диминг и др. [6] обнаружили в линиях молекулы H_2 биполярное

истечение. Авторы последней работы пришли к выводу, что ось истечения заметно наклонена к лучу зрения. Спектральные наблюдения (Гамильтон и др. [7]) в ярком состоянии и во время затмений показали, что эквивалентная ширина линии $H\alpha$, а также запрещенных линий [O I]6300/6363 Å в моменты затмений увеличивается синхронно с уменьшением блеска системы. Аналогичным образом ведет себя линейная поляризация (Эйгол и др. [8]). Такое поведение характерно для объектов, источник непрерывного излучения которых в моменты затмений закрывается от наблюдателя полностью, тогда как более протяженная область, в которой образуется рассеянное поляризованное излучение, а также излучение в эмиссионных линиях, не экранируется или экранируется только частично. Подобный коронографический эффект в наиболее яркой форме наблюдается у звезд типа UX Oг и обусловлен эпизодическими затмениями звезд околосветными газопылевыми облаками (см. обзор [9], а также статью Роджерс и др. [10] и цитированную там литературу).

Для объяснения необычных затмений КН 15D предложен ряд моделей, обзор которых дан в [4] (см. также раздел 4 настоящей статьи). Они дают разные показания фотометрического поведения системы, в связи с чем представляют интерес фотометрические исследования этой двойной системы на больших интервалах времени. С этой целью в 2002г. нами начаты фотометрические наблюдения КН 15D. В данной статье представлены результаты, полученные в течение двух наблюдательных сезонов 2002-2004 годов.

2. Наблюдения. Наблюдения проводились на телескопе АЗТ-8 (0.7-м) Крымской астрофизической обсерватории с помощью CCD камеры AP7p размером 512 x 511 пиксел и размером пиксела 24 x 24 микрона, установленной в первичном фокусе телескопа. Наблюдения выполнялись в трех полосах u, r, i и редуцированы в фотометрическую систему Johnson-Cousins V, R_c, I_c . Поскольку исследуемый объект находится в молодом скоплении NGC 2264, практически все звезды в его окрестности демонстрируют флуктуации блеска разной амплитуды. Для фотометрической привязки нами были отобраны 4 звезды, которые

Таблица 1

ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ

N	I_R	I_1	σ_1	I_2	σ_2
281	13.60	13.57	0.03	13.62	0.04
328	14.53	14.48	0.04	14.47	0.04
353	13.63	13.74	0.03	13.70	0.04
422	13.66	13.62	0.05	13.62	0.05

Примечание. Значения I_R взяты из статьи Флаккомио и др. [11].

показали наименьшую среднеквадратичную амплитуду переменности по отношению друг к другу в течение рассматриваемого интервала времени. Номера этих звезд по каталогу Флаккомио и др. [11], а также звездные величины в полосе I_c приведены в табл.1. В двух последних столбцах даны средние значения I_c , а также их дисперсии, полученные по нашим наблюдениям для двух последовательных сезонов. Видно, что эти значения удовлетворительным образом согласуются с опубликованными в [11]. Использование всех четырех звезд сравнения позволяет снизить влияние флуктуаций блеска каждой из них и обеспечить точность фотометрии в полосе I_c не хуже $0^m.03$.

2.1. *Учет фона неба.* Как видно из рис.1, рядом с объектом КН 15 D находится яркая звезда ($V \approx 6^m$), рассеянный свет от которой характеризуется сильным градиентом в том месте, где находится исследуемый объект. Это обстоятельство представляет серьезную помеху для корректного учета фона неба, особенно в минимумах блеска. Поэтому

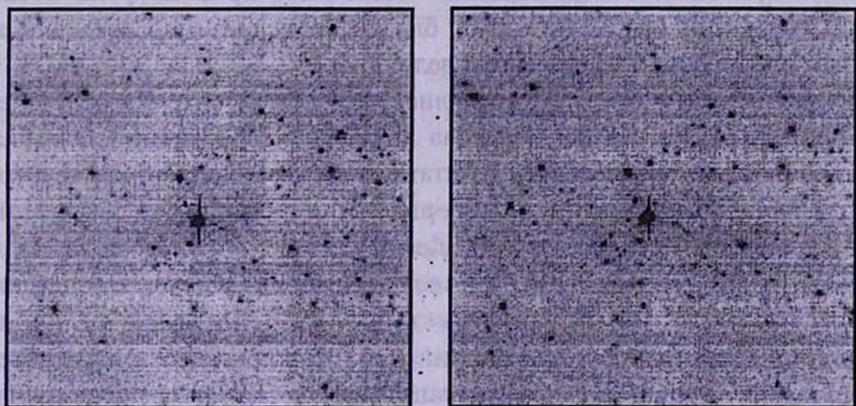


Рис.1. Изображения КН 15D в полосе I_c в ярком состоянии (слева) и во время затмения (справа) по данным настоящей статьи.

стандартная процедура апертурной фотометрии в данном случае не подходит, так как яркость фона неба под объектом может заметно отличаться от той, которую мы определяем по кольцу вокруг объекта. Эта проблема может быть решена несколькими путями, из которых мы выбрали фотометрию с использованием инструментального профиля PSF (Point Spread Function). Предположим, что в небольшой окрестности КН 15D рассеянный свет описывается некоторой плоскостью, определяемой тремя свободными параметрами, например, центральной интенсивностью и градиентами по X и Y . Допустим также, что мы имеем PSF для данного изображения. Тогда подбором положения и интенсивности PSF, а также параметров плоскости можно достичь

наилучшей аппроксимации наблюдаемого распределения яркости в этой небольшой окрестности и отсюда по подобранной интенсивности PSF - найти яркость самого объекта. Задача сводится к многомерной оптимизации целевой функции, для чего нами был разработан и тщательно протестирован специальный алгоритм. На практике варьировались только положение и интенсивности PSF, а параметры плоскости получались путем аппроксимации плоскостью остатка от вычитания PSF. Размер окрестности составлял 5×5 пиксел или 8.8×8.8 угловых секунд. Сама же PSF вначале определялась автоматически для каждого изображения путем отбора PSF одиночных звезд. После усреднения PSF по всем этим звездам проводилась их отбраковка по критерию несоответствия (среднеквадратичного разброса) относительно средней PSF.

Сравнение двух методов (апертурной фотометрии и PSF) показало, что существенное расхождение между ними имеет место лишь в минимуме блеска КН 15D, причем первый метод дает часто формально отрицательную яркость объекта, завышая тем самым яркость фона неба. В ярком состоянии оба метода дают близкие результаты со среднеквадратичным разбросом 0.03 звездной величины.

Ошибки фотометрии определялись методом Монте-Карло, то есть многократным внесением гауссова шума в изображение. Ошибка в каждом пикселе определялась из статистически накопленных квантов с учетом шумов считывания и операций, производимых над данным изображением в процессе его обработки. К этой ошибке мы добавляли (в квадратуре) ошибку звездной величины, связанную с ошибками метода, которые мы определили выше (0.03 звездной величины). Результирующая точность фотометрии КН 15D в ярком состоянии объекта обусловлена в основном флуктуациями блеска звезд сравнения и составляет около $0^m.03$; в слабом состоянии она не хуже $0^m.1$.

3. Результаты. На рис.2 и 3 показаны результаты фотометрии КН 15D в полосе I_c , по нашим данным, а также по данным Гамильтон и др. [2], и Хербста и др. [12]. Как и в нашей работе, фотометрические наблюдения в этих двух статьях приведены в системе Козенса. При этом точность измерений блеска составляла около $0^m.01$ - $0^m.02$ в ярком состоянии объекта и $0^m.1$ - $0^m.2$ - в слабом.

Мы видим, что наблюдается фотометрический тренд: яркость КН 15D монотонно уменьшается со временем. На существование этого тренда мы обратили внимание, анализируя наши собственные наблюдения: из рис.2 видно, что в течение наблюдательного сезона 2002-2003гг. и частично в следующем сезоне блеск объекта вне затмений монотонно уменьшался. Добавив к нашим результатам данные работы [12], которые были любезно предоставлены нам Б.Хербстом, мы убедились в том, что этот тренд хорошо

согласуется с поведением блеска объекта в предыдущем наблюдательном сезоне 2001-2002гг. (как видно из рис.2, этот тренд заметен также в поведении яркого состояния объекта в течение наблюдательного сезона 2001-2002гг., во время которого фотометрические наблюдения КН 15D проводились несколькими группами [12] и были наиболее плотными во времени).

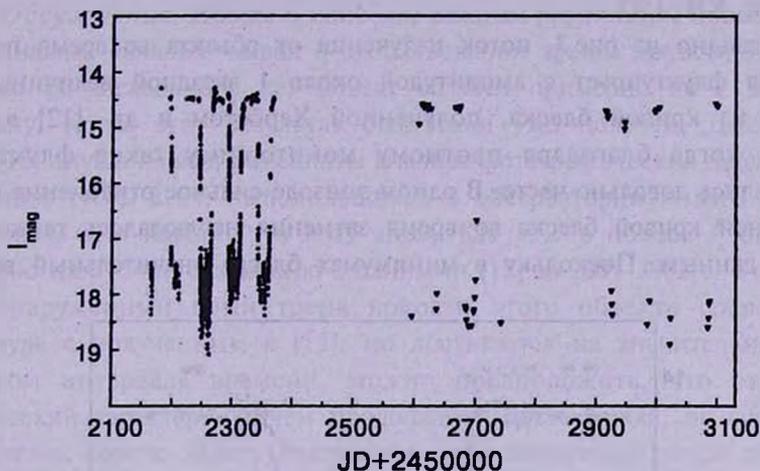


Рис.2. Кривая блеска КН 15D в полосе I_c по данным Хербста и др. [12] (крестики) и нашей работы (треугольники).

Наконец, дополнив эти наблюдения данными за 1999-2000гг. из статьи Гамильтон и др. [2], мы нашли (см. рис.3а), что и более ранние наблюдения этого объекта также показывают существование тренда яркости в том же направлении. При этом, как следует из рис.3а, блеск КН 15D вне затмений уменьшился за два сезона 1999-2001гг. примерно на $0^m.7$, тогда как в течение трех наблюдательных сезонов 2001-2004гг. объект ослабел примерно на $0^m.3$. Это свидетельствует о замедлении фотометрического тренда, а несколько точек на кривой блеска, полученных в конце наблюдательного сезона 2003-2004гг. (рис.2), указывают на его возможное завершение и начало подъема блеска КН 15D. Такое поведение блеска, если оно подтвердится дальнейшими наблюдениями, будет иметь важное значение для понимания механизма затмений этого объекта (см. ниже).

На рис.3а и 3б показаны свертки кривой блеска объекта с периодом $48^d.35$ за три рассмотренных выше интервала времени. Отчетливо виден тренд яркости КН 15D, о котором говорилось выше. Видно также, что обнаруженное впервые Гамильтон и др. [2] увеличение продолжительности затмений наблюдается и в настоящее время. Из рис.3б, на котором кривые блеска свернуты после удаления тренда, видно, что уменьшение глубины затмений, наблюдавшееся по данным [2] и [12], в 2002-2004гг.,

замедлилось или полностью прекратилось. При этом форма кривой блеска в целом не изменилась. В центральной части затмения по-прежнему наблюдается слабое поярчание, являющееся характерной деталью кривых блеска этого объекта [2,12]. Анализ наших наблюдений в полосах V и R_c подтвердил заключение Гамильтон и др. [2] о нейтральном характере затмений КН 15D.

Как видно из рис.3, поток излучения от объекта во время полного затмения флуктуирует с амплитудой около 1 звездной величины. Это следует из кривой блеска, полученной Хербстом и др. [12] в 2001-2002гг., когда благодаря плотному мониторингу такие флуктуации наблюдались довольно часто. В одном эпизоде сильное отклонение потока от средней кривой блеска во время затмения наблюдалось также и по нашим данным. Поскольку в минимумах блеска значительный вклад в

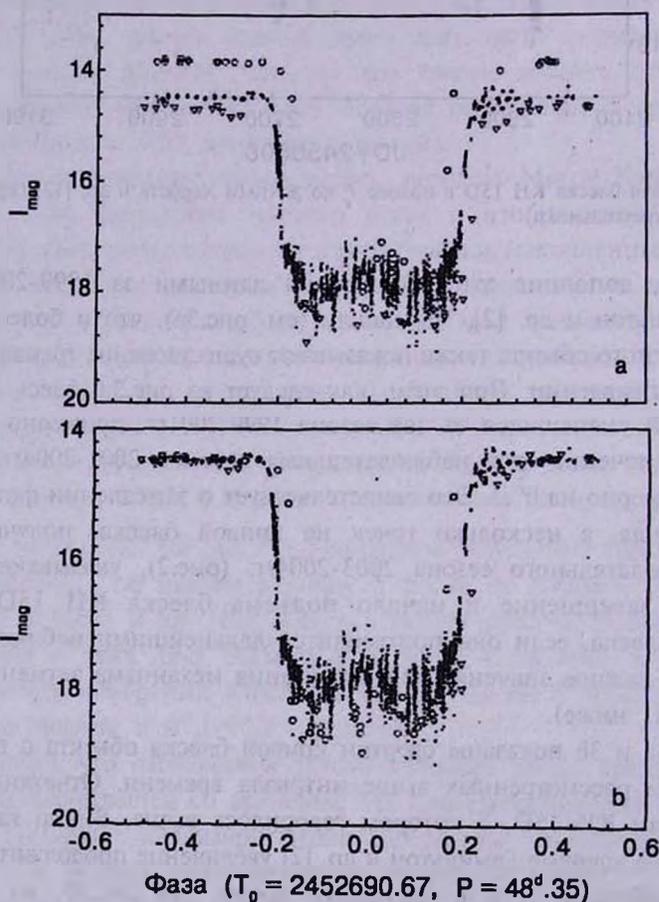


Рис.3. а) Фазовая кривая блеска КН 15D в полосе I_c , свернутая с периодом $48^d.35$; б) то же самое после учета тренда. Круги - данные Гамильтон и др. [2] за 1999-2000гг., крестики - данные Хербста и др. [12] за 2001-2002гг., треугольники - данные настоящей статьи за 2002-2004гг.

наблюдаемый поток дает излучение, рассеянное околозвездной пылью (о чем свидетельствует увеличение линейной поляризации в минимумах [8]), то указанная выше особенность поведения блеска объекта во время затмений свидетельствует о том, что параметры рассеянного излучения КН 15D подвержены сильным флуктуациям.

4. *Обсуждение.* Новым и наиболее важным результатом проведенного выше анализа является вывод о существовании тренда яркости КН 15D: в целом за последние 5 лет объект ослабел примерно на 1 звездную величину. Когда этот результат был нами уже получен, Джонсон и Уинн [13] опубликовали результаты анализа фотографических наблюдений скопления NGC 2264, выполнявшихся в обсерватории Асыяго в 1967-1982 годах. Они нашли, что в ту эпоху КН 15D в полосе I_c был ярче примерно на $0^m.9$ по сравнению с данными [12] за 2001-2002гг. Учитывая, что обнаруженный нами тренд яркости этого объекта сравним по амплитуде с полученным в [13], но достигается на значительно более коротком интервале времени, можно предположить, что он носит циклический характер, причем продолжительность цикла, по-видимому, существенно короче 30 лет. Отмеченное выше замедление тренда косвенно подтверждает это предположение.

Каким образом такой тренд яркости КН 15D можно объяснить в рамках существующих моделей этой затменной системы?

Очевидно, что одной из возможных причин медленных изменений блеска объекта вне затмений может быть изменение светимости главного компонента двойной системы. Хотя мы не можем сейчас указать конкретный механизм, вызывающий подобные изменения, такое объяснение нельзя сбрасывать со счета. Другой причиной может быть дополнительное, медленно меняющееся со временем поглощение излучения главного компонента по пути к наблюдателю.

Основываясь на наблюдаемых изменениях параметров затмений, Уинн и др. [14] и Чанг и Мюррэй-Клай [15] предложили модель КН 15D, в которой двойная система, состоящая из примерно одинаковых по своим параметрам компонентов, окружена непрозрачным газопылевым кольцом или диском (в дальнейшем для краткости мы будем называть его СВ-диск (от английского "circumbinary")). Предполагается, что двойная система наблюдается почти с ребра, тогда как СВ-диск наклонен к лучу зрения примерно на 20° и медленно прецессирует относительно центра масс системы. Затмения происходят тогда, когда один или оба компаньона в процессе орбитального движения оказываются "в тени" СВ-диска. При этом для объяснения крутого входа и выхода из минимума внутренняя граница СВ-диска должна быть довольно резкой.

Изменения параметров затмений в этой модели обусловлены

прецессией СВ-диска. Предполагается, что в современную эпоху один из компонентов уже практически полностью закрыт СВ-диском и лишь вблизи периастра его излучение слегка просвечивает сквозь диск (чем объясняется небольшой подъем блеска в центральной части затмений). Затмения происходят при уходе второго компонента за непрозрачную границу диска в процессе орбитального движения.

Хотя эта модель объясняет основные свойства кривых блеска КН 15D, происхождение наблюдаемого в современную эпоху тренда яркости объекта в рамках этой модели остается неясным. В принципе, его могла бы дать пылевая атмосфера над прецессирующим диском, но в этом случае становится трудно выполнимым условие существования резкого края СВ-диска.

В модели Гринина и Тамбовцевой [16] причиной продолжительных затмений является дисковый ветер вторичного компонента, который может быть непрозрачен из-за присутствующей в нем пыли. Предполагается, что плоскость двойной системы (совпадающая с плоскостью СВ-диска) наклонена к лучу зрения. Расчеты показывают [16,17], что если пыль в ветре имеет параметры, характерные для околосветных дисков, и хорошо перемешана с газом в пропорции 1:100 (как в межзвездной среде), то наблюдаемая у КН 15D амплитуда ослаблений блеска достигается при темпе потери массы в, так называемой, медленной компоненте ветра порядка $3 \cdot 10^{-8} M_{\odot}$ в год. Изменение параметров затмений в этой модели происходит в результате движения линии апсид орбиты вторичного компонента [17], но может быть вызвано также и нестабильностями в дисковом ветре. Поярчание, наблюдаемое в центральной части затмения, объясняется низкой плотностью вещества внутри конуса дискового ветра.

Поскольку СВ-диски в двойных системах с эксцентрическими орбитами характеризуются глобальной асимметрией [18], то при небольшом наклоне к лучу зрения в таких системах, наряду с затмениями, обусловленными дисковым ветром вторичного компонента, может наблюдаться также значительно более медленная переменность блеска (подобная той, которую мы нашли у КН 15D), вызванная изменениями экстинкции на луче зрения в результате прецессии СВ-диска [17].

5. *Заключение.* Таким образом, мы показали, что в изменениях блеска КН 15D, наблюдаемых в современную эпоху, присутствует тренд яркости: за 5 лет объект ослабел примерно на 1 звездную величину. Судя по поведению яркого состояния в последнем наблюдательном сезоне, этот тренд, возможно, замедлился и появился намек на изменение блеска в обратном направлении (рис.2). Если такое поведение блеска подтвердится последующими наблюдениями, то можно будет определенно сказать, что

предсказываемый моделями Уинна и др. [14] и Чанга и Мюррей-Клэй [15] "конец света", когда оба компонента системы полностью закрыты от наблюдателя СВ-диска (по оценкам Уинна и др. это должно случиться в 2012г.), - не состоится.

Результаты проведенного выше анализа показывают, что для выяснения природы необычных затмений КН 15D важное значение имеет не только информация о кривых блеска этого объекта в моменты затмений (изучению которых уделяется сейчас основное внимание наблюдателей), но и поведение блеска этого объекта вне затмений. Весьма важно было бы также провести фотометрический мониторинг этого уникального объекта в ближней ИК-области спектра.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.Дорошенко и Е.Сергеевой за помощь в наблюдениях, а также Биллу Хербсту за представление данных фотометрических наблюдений КН 15D. Мы благодарны также В.М.Ларионову за полезные замечания. Работа выполнена при поддержке гранта Президиума РАН "Нестационарные явления в астрономии" и гранта ИНТАС № 03-51-6311.

¹ Главная астрономическая обсерватория РАН Пулковое, С.Петербург, Россия

² Крымская астрофизическая обсерватория, Крым, Научный, Украина, e-mail: grinin@VG1723.spb.edu

³ Астрономический институт им. В.В.Соболева, С.Петербургский Университет, Россия

THE UNIQUE ECLIPSING SYSTEM KH 15D: NEW PHOTOMETRIC DATA

O.Yu.BARSUNOVA^{1,3}, V.P.GRININ^{1,2,3}, S.G.SERGEEV²

We present results of the photometric observations of the young eclipsing system KH 15D obtained during the two observational seasons of 2002-2004 years. A comparison of our data with the earlier results by Hamilton et al. and Herbst et al. reveals an existence of the long-term photometrical brightness trend: during 5 years the system brightness in the *I*-band decreased by about one magnitude. It is also shown that a systematic change of the eclipse parameters found by Herbst et al. is continuing up to now. The shape of the light curve did not change essentially and is characterized with a small brightening in the central part of the eclipses. The results obtained are discussed in the context of the current models of KH 15D.

Key words: (stars:)binaries:eclipsing:individual:KH 15D

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.E.Kearns, N.L.Eaton, W.Herbst, C.J.Mazzurco*, *Astron. J.*, **114**, 1098, 1997.
2. *C.M.Hamilton, W.Herbst, C.Shih, A.J.Ferro*, *Astrophys. J.*, **554**, L201, 2001.
3. *J.A.Johnson, G.V.Marcy, C.M.Hamilton et al.*, astro-ph 0403099, 2004.
4. *J.N.Winn, P.M.Garnavich, K.Z.Stanek, D.D.Sasselov*, *Astrophys. J.*, **593**, L121, 2003.
5. *A.T.Tokunaga, S.Dahm, W.Gässle et al.*, astro-ph 0401177, 2004.
6. *D.Deming, D.Charbonneau, J.Harrington*, *Astrophys. J.*, **601**, L87, 2004.
7. *C.M.Hamilton, W.Herbst, R.Mundt, C.A.L.Bailer-Jones, C.M.Johns-Krull*, *Astrophys. J.*, **591**, L45, 2003.
8. *E.Agol, A.Barth, S.Wolf, D.Charbonneau*, astro-ph 0309309, 2003.
9. *V.P.Grinin*, in "Disks, Planetesimals and Planets", Eds. F.Garzon et al. ASPC, **219**, 216, 2000.
10. *B.Rodgers, D.Wooden, V.Grinin, D.Shakhovskoj, A.Natta*, *Astrophys. J.*, **564**, 405, 2002.
11. *E.Flaccomio, G.Micela, S.Sciortino et al.*, *Astron. Astrophys.*, **345**, 521, 1999.
12. *W.Herbst, C.M.Hamilton, F.J.Vrba et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **114**, 1167, 2002.
13. *J.A.Johnson, J.N.Winn*, astro-ph 0312428, 2003.
14. *J.N.Winn, M.J.Holman, J.A.Johnson et al.*, astro-ph 0312458, 2004.
15. *E.I.Ciang, R.A.Mjurrey-Clay*, astro-ph 0312515, 2004.
16. *В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева*, *Письма в Астрон. ж.*, **28**, 667, 2002.
17. *В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, Н.Я.Сотникова*, *Письма в Астрон. ж.*, **30**, 764, 2004.
18. *P.Artymowicz, S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, **467**, L77, 1996.

УДК: 524.3-85

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ У
ЧЕТЫРЕХ ЖЕЛТЫХ СВЕРХГИГАНТОВ. I

С.И. ПЛАЧИНДА

Поступила 20 июля 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

Приведены результаты многолетних высокоточных измерений продольного компонента магнитного поля (B_z) четырех желтых сверхгигантов: β Aqr (G0 Ib), α Aqr (G2 Ib), ϵ Gem (G8 Ib) и ϵ Peg (K2 Ib). Лучшая точность измерений $\sigma = 0.8$ Гс достигнута для ϵ Peg. Для тестирования достоверности полученных точностей измерений использован метод Монте-Карло. Различия между наблюдательными ошибками и ошибками, рассчитанными по методу Монте-Карло, составили -3.2% . У β Aqr и α Aqr статистически значимое среднее за ночь магнитное поле не зарегистрировано. У звезды ϵ Gem среднее за ночь магнитное поле зарегистрировано в пять ночей: 11.1 ± 2.7 Гс, 9.8 ± 2.5 Гс, -10.5 ± 3.0 Гс, 38.1 ± 7.4 Гс, 5.3 ± 1.5 Гс. У звезды ϵ Peg магнитное поле зарегистрировано в две ночи: -5.3 ± 0.9 Гс, -2.7 ± 0.8 Гс.

1. *Введение.* Изучение активности Солнца и звезд Главной последовательности показало фундаментальную роль магнитного поля в физике всех проявлений этого феномена [1]. Запутанные и зависящие от времени магнитные структуры, которые непосредственно наблюдаются на Солнце, являются проявлением взаимодействия в солнечной оболочке магнитного поля, вращения и конвекции. Как стало ясно в последние десятилетия, такое взаимодействие не может быть уникальным, присущим только Солнцу, и должно присутствовать и у других конвективных звезд. У звезд, которые в процессе эволюции покинули Главную последовательность, достигли стадии гигантов и сверхгигантов с развитыми конвективными оболочками, также наблюдаются проявления активности.

У желтых и красных гигантов на диаграмме Герцшпрунга-Рессела (ГР) присутствует условная линия раздела между звездами, которые демонстрируют солнечно-подобную активность с присутствием спектральных линий переходной области ($T \sim 10^5$ К) C IV, Si IV и др. (голубая сторона), и активность, отличную от солнечной, с только хромосферными спектральными линиями ($T \sim 10^4$ К) O I, Si I, Si II и др. (красная сторона) [2]. Эта линия раздела достигает на ГР-диаграмме нижней границы звезд, у которых наблюдается массивный холодный ветер [3]. Линия раздела присутствует также и в рентгеновской области [4-6], разделяя гиганты с зарегистрированным рентгеновским излучением (голубая сторона) и без него (красная сторона). Кроме того, был выделен тип гибридных звезд,

у которых присутствуют холодный массивный ветер и линии переходной области [7-9]. Реймерс и др. [10] выполнили на телескопе ROSAT наблюдения 15 гибридных звезд. У 12 из 15 объектов было зарегистрировано рентгеновское излучение, в том числе у желтых сверхгигантов β Cam, β Dra, β Aqr и ϵ Pup ($\sim 10^{30}$ - 10^{31} эрг с⁻¹). Авторы пришли к заключению, что все гибридные звезды обладают рентгеновским излучением и для его регистрации необходимо только увеличение экспозиции. Кроме того, они предположили, что все G и K звезды первого и второго классов светимости являются гибридными звездами и концепция существования линии разделения должна быть заменена более дифференцированной картиной. В работе Рознера и др. [11] обсуждается, как изменение звездного динамо может привести к изменению топологии звездных магнитных полей конвективных гигантов и сверхгигантов. Конфигурации магнитных полей звезд с голубой стороны линии раздела на ГР-диаграмме могут быть в основном закрытыми, а с красной стороны открытыми. В таком случае, звезды, лежащие с голубой стороны, будут иметь горячую корону, а с красной - массивный холодный ветер. Обширные исследования, выполненные на телескопе Хаббла, позволили осуществить поиск корональных запрещенных спектральных линий ($T \sim 10^6$ - 10^7 K) у 55 A-M карликов, гигантов и сверхгигантов [12,13]. Эти линии были зарегистрированы у dMe-звезд, активных гигантов, двойных звезд типа RS CVn и заподозрены у карликов солнечного типа. Из восьми желтых сверхгигантов, которые были включены в выборку (β Aqr, α Aqr и ϵ Gem в том числе), ни у одного не обнаружены корональные запрещенные линии. Хотя, с другой стороны, у этого типа объектов присутствуют такие признаки активности, как холодный ветер, спектральные линии хромосферы и переходной температурной зоны.

Все вышеперечисленные факты и закономерности проявлений активности у гигантов и сверхгигантов позволяют предположить существование у этих звезд магнитных полей.

Обзорные высокоточные наблюдения гигантов показали существование на их поверхности слабых магнитных полей [14-16]. У сверхгигантов, находящихся с красной стороны области пульсационной неустойчивости на ГР-диаграмме, прямые измерения магнитного поля отсутствуют. В данной работе приводятся первые результаты высокоточных измерений продольного компонента магнитного поля у четырех сверхгигантов, β Aqr (G0 Ib), α Aqr (G2 Ib), ϵ Gem (G8 Ib), ϵ Peg (K2 Ib), а также выполнен анализ достоверности этих измерений.

2. *Наблюдения.* Наблюдения четырех сверхгигантов, β Aqr (G0 Ib), α Aqr (G2 Ib), ϵ Gem (G8 Ib), ϵ Peg (K2 Ib), были выполнены в Крымской астрофизической обсерватории с использованием ахрома-

тического стоксметра, который установлен перед входной щелью спектрографа Куде 2.6-м телескопа им Г.А.Шайна. Прибор, процедура наблюдений и методика обработки описаны в [17,18]. В основе методики лежит измерение зеемановского расщепления спектральных линий в магнитном поле звезды.

Зеемановские спектрограммы были получены в двух спектральных областях 6130-6200 Å и 6200-6270 Å. Разрешение составляло ~30000. Для одной экспозиции у каждой моды поляризованного света отношение сигнал/шум было 300-450. С целью достижения высокой точности, для каждой звезды экспозиции выполнялись многократно в течение нескольких часов. Для выбора не блендированных спектральных линий использовалась зависимость величины ошибки единичного измерения магнитного поля от глубины линии ($r_0 - r_c$), помноженной на фактор магнитной чувствительности Ланде z . Пример такой зависимости приведен на рис.1, где r_0 - уровень ограничения спектральной линии со стороны континуума и r_c - центральная глубина спектральной линии. Открытые кружки и точечная кривая аппроксимации представляют результат моделирования методом

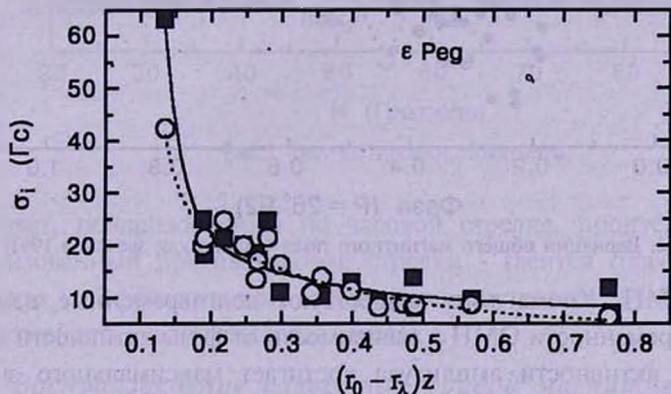


Рис.1. Зависимость величины ошибки единичного измерения магнитного поля от глубины линии ($r_0 - r_c$) и фактора магнитной чувствительности Ланде z .

Монте-Карло с генерированием случайных чисел по нормальному закону; заполненные квадраты и сплошная кривая аппроксимации представляют исходные измерения. Для выбора подходящих спектральных линий использовался критерий $z(r_0 - r_c) > 0.2$.

3. *Надежность высокоточных спектрополяриметрических измерений слабых магнитных полей.* На рис.2 показаны вариации *Общего Магнитного Поля* (ОМП) Солнца как звезды в эпоху активности в 1991г. [19]. Точность измерений составляет 0.05 Гс, что меньше размера кружков. Открытые кружки показывают поведение ОМП в первых числах 1991г., заполненные кружки обозначают величины магнитного поля для

последующих периодов. Известно, что сложная и зависящая от времени магнитная структура на поверхности Солнца является продуктом взаимодействия магнитного поля, конвекции и дифференциального вращения оболочки, расположенной над лучистым ядром. Это явление присутствует и у других звезд с развитыми конвективными оболочками разных светимостей. Рис.2 демонстрирует явление нестационарных изменений амплитуды и формы кривой поля с фазой периода вращения Солнца, накладывающихся на основную закономерность периодического

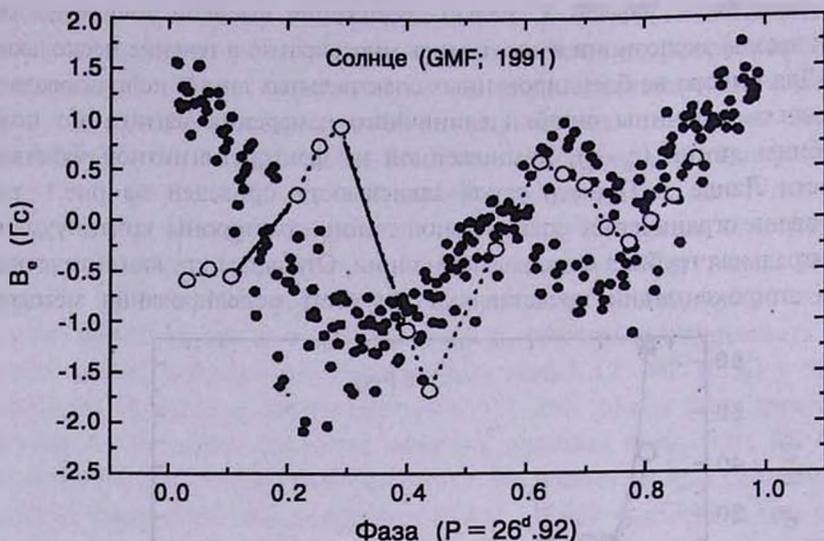


Рис.2. Вариации общего магнитного поля Солнца как звезды в 1991г.

изменения ОМП. Кроме того, существуют долговременные изменения амплитуды переменности ОМП в зависимости от фазы активности Солнца: в максимуме активности амплитуда достигает максимального значения 1.5-2 Гс, а в минимуме активности ОМП уменьшается до десятых долей Гаусса [20]. У звезд, в отличие от Солнца, измерения выполняются эпизодически и носят сезонный характер. Описанная выше (рис.2) непредсказуемая переменность ОМП может быть воспринята как ошибки измерений, и важные аспекты поведения ОМП будут утеряны, если не знать реальную точность конкретного прибора. Поэтому надежность воспроизведения высокоточных спектрополяриметрических измерений слабых магнитных полей у конвективных звезд является главным вопросом. Ряд критериев надежности, в применении к крымским измерениям, рассматривается в нижеследующих пунктах.

3.1. *Контроль юстировки стоксметра.* Перед каждым сетом наблюдений юстировка стоксметра проверяется с использованием какой-либо яркой звезды. Результат такой процедуры приведен на рис.3. Калиб-

ровочное устройство (поляризатор и ахроматическая четвертьволновая пластина) монтируется перед стоксметром и пучок звездного света поляризуется в циркулярнополяризованный (с эффективностью 97-98%). В зависимости от угла поворота входной четвертьволновой пластины стокс-

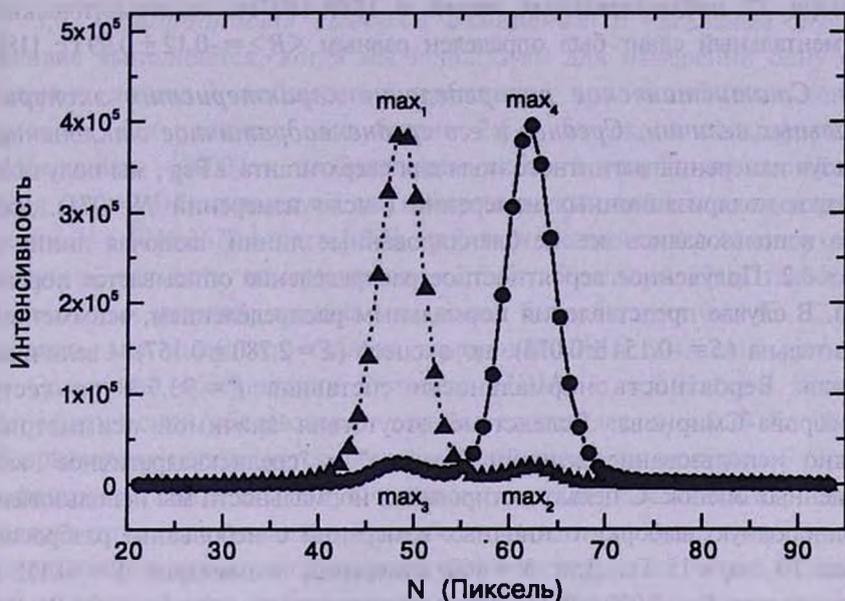


Рис.3. Тест юстировки стоксметра.

метра, свет, поляризованный по часовой стрелке, пропускается (max_1), а поляризованный против часовой стрелки - гасится (max_2) и наоборот (max_3 , max_4). Эффективность стоксметра составляет 94-95%, включая неэффективность калибровочной насадки.

3.2. Воспроизведение известной кривой магнитного поля для магнитной звезды с целью тестирования правильности определения знака поля и его величины. Наши измерения магнитного поля у магнитной звезды β Соропае Vorealis [18,21] показывают требуемое согласие с измерениями других авторов. Кроме того, они демонстрируют значимое различие по амплитуде кривых изменения магнитного поля с фазой периода осевого вращения, полученных с использованием разных спектральных линий. Этот известный эффект для магнитных звезд с аномалиями химического состава присутствует также и у Солнца [22-24]. В нашем случае этот эффект важно учитывать как при оценке реальных ошибок измерений, так и при вычислении среднего значения магнитного поля.

3.3. Воспроизведение нулевого поля и определение величины систематического инструментального сдвига. Сравнение наших

данных для Проциона ($B_p = -1.34 \pm 1.0$ Гс) с полученными в [25] ($B_p = -1.86 \pm 0.9, 0.49 \pm 0.8$ Гс) показали хорошее согласие внутри ошибок наблюдений [18]. Это важное совпадение, так как в [25] использовался магнито-оптический фильтр, имеющий отличную от стоксметра конструкцию. Используя 27 наблюдательных ночей в 1989-1997 гг., систематический инструментальный сдвиг был определен равным $\langle B_p \rangle = -0.12 \pm 0.99$ Гс [18].

3.4. Статистическое распределение характеристик экспериментальных величин. Среднее и его среднеквадратичное отклонение. Используя измерения магнитного поля для сверхгиганта ϵ Peg, мы получили статистики поляризационных измерений (число измерений $N=971$). Для анализа использовались все не блендированные линии, включая линии с $\chi(r_0 - r_c) < 0.2$. Полученное вероятностное распределение описывается лоренцианой. В случае представления нормальным распределением, асимметрия незначительна ($S = -0.154 \pm 0.078$), но эксцесс ($E = 2.280 \pm 0.157$) - величина значимая. Вероятность нормальности составила $P = 93.7\%$ по тесту Колмогорова-Смирнова. Вследствие отсутствия значимой асимметрии возможно использование величин "среднее" и "среднеквадратичное" как несмещенных оценок. С целью тестирования нормальности мы использовали квазиоднородную выборку одиночных измерений с небольшим разбросом ошибок: $10 < \sigma, < 15$ Гс. Для $N=460$ измерений асимметрия $S = -0.115 \pm 0.114$ и эксцесс $E = -0.020 \pm 0.227$ при вероятности нормальности $P = 96.4\%$. Так как однородный массив дает нам нормальный закон распределения для измеряемой нами величины B_p , то это позволяет использовать метод Монте-Карло с нормальным законом генерации случайной величины для оценки экспериментальных погрешностей.

3.5. Моделирование величины стандартного отклонения с использованием метода Монте-Карло. Для $N=2545$ измерений магнитного поля у всех четырех сверхгигантов, включая измерения по слабым спектральным линиям, для которых $\chi(r_0 - r_c) < 0.2$, получено следующее соотношение: $\langle \sigma_{(m-c)} \rangle = 1.033 \langle \sigma \rangle$, т.е. средняя ошибка по методу Монте-Карло и средняя экспериментальная ошибка единичного измерения практически одинаковы. Это говорит о том, что, как для линий с $\chi(r_0 - r_c) > 0.2$, так и для участка резкого нелинейного увеличения величин ошибок измерений с $\chi(r_0 - r_c) < 0.2$ (см. рис.1), метод Монте-Карло дает устойчивое совпадение с экспериментом и пригоден для оценок ошибок. Далее, измерения по слабым спектральным линиям, для которых $\chi(r_0 - r_c) < 0.2$, были исключены из рассмотрения, и метод Монте-Карло дал следующую зависимость: $\langle \sigma_{(m-c)} \rangle = 0.968 \langle \sigma \rangle$. В том случае, если ошибки, определенные из эксперимента и по методу Монте-Карло, различаются с вероятностью $P = 95\%$ и больше, мы должны искать дополнительные источники ошибок. Полагая, что эксперимент выполнен

тщательно, таким дополнительным источником ошибок может быть как переменность магнитного поля в процессе данной серии измерений, так и тот факт, что разные линии могут нести информацию о разных полях в зависимости от физических условий в области их формирования.

3.6. Однородность выборки измерений. В идеальном случае это условие выполняется, когда мы используем для измерений одну спектральную линию и наблюдения проводятся при одинаковых погодных условиях. На практике, для нашего 2.6-м телескопа со спектральным разрешением ~ 30000 и изображением около 3 секунд, когда наблюдаем ϵ Per ($m_p=2.4$) и используем для измерения магнитного поля спектральную линию V I 6216.3678 Å с $z=1.970$, требуется экспозиция в 15 минут, чтобы получить точность измерения $\sigma_l = 2.5$ Гс. В случае 12-м телескопа и аналогичных условий, ошибка измерений была бы $\sigma_l = 0.54$ Гс. С другой стороны, мы знаем, что ошибка измерений ОМП у Солнца как звезды на Солнечной обсерватории Вилкокса (США) $\sigma_l = 0.05$ Гс; в Крымской астрофизической обсерватории ошибка составляет $\sigma_l = 0.17$ Гс. В обеих обсерваториях используется для измерений одна и та же линия Fe I 5250 Å с фактором Ланде $z=3.0$. Очевидно, что для высокоточных спектрополяриметрических измерений слабого магнитного поля звезд требуется использование как можно большего числа спектральных линий. Измерения по разным линиям дают разные ошибки. В нашем случае солнечно-подобных спектров, как правило, отношение сигнал/шум составляет около 300-450, и область ошибок лежит в диапазоне от 4-5 до 20-25 Гс, в зависимости от магнитной чувствительности, полуширины и глубины спектральной линии. Поэтому необходимо вычислять средневзвешенные величины магнитного поля B_w и их ошибки σ_w . Но эти величины будут корректными только в том случае, если различие между экспериментальными ошибками и ошибками, определенными по методу Монте-Карло, будет статистически незначимо. Если же это различие статистически значимо, то мы должны вычислять просто среднеарифметическое B_l и его ошибку σ и искать причины этого различия.

3.7. Воспроизведение магнитной кривой звезды со слабым полем.

На сегодня нами получены кривые изменения магнитного поля с известным периодом вращения у двух солнечно-подобных звезд ξ Boo A и 61 Cyg A [21,26]. У ξ Boo A магнитное поле меняется от -10 до +30 Гс с периодом вращения звезды, а у 61 Cyg A - от -10 до +4 Гс. Причем, в случае ξ Boo A наши измерения со стоксметром показали хорошее согласие с измерениями на многощелевом магнитометре других авторов [14].

3.8. Инструментальный контроль случайных или систематических ложных сигналов. На рис.4 схематично изображена последова-

тельность четырех экспозиций. Для пар экспозиций через одну спектры с одинаковой круговой поляризацией будут проецироваться на одно и то же место ПЗС. Эти пары должны давать нулевое магнитное поле в случае отсутствия ложного сигнала.

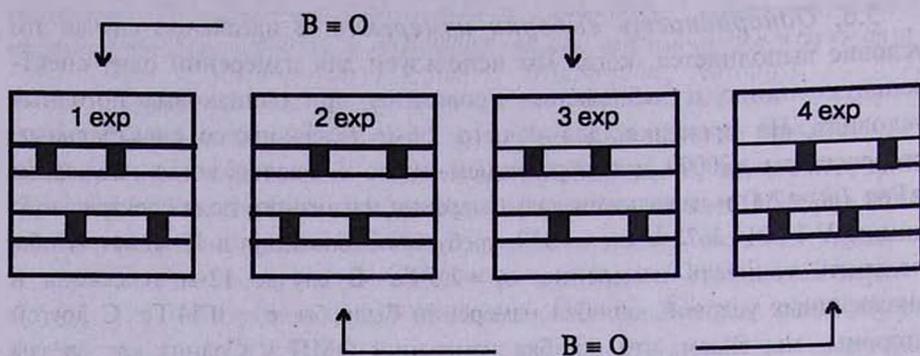


Рис.4. Схема инструментального теста для определения величины ложных полей.

4. *Результаты наблюдений.* Данные для спектральных линий были взяты нами из венской базы атомных параметров спектральных линий [27]. Выбор не блендированных линий для исследуемых звезд осуществлялся с помощью расчета синтетических спектров по программе "SynthM" [28].

В табл.1 суммированы результаты измерений магнитного поля для программных звезд. В первом столбце приведены гелиоцентрические кулианские даты среднего значения времени наблюдений, во втором столбце - число единичных измерений. Следующие два столбца дают стандартное отклонение, полученное по методу Монте-Карло (StD_{mc}) и из наблюдений (StD). Моделирование измерений B_z осуществлялось по тысяче раз для каждого измерения по каждой спектральной линии. В пятом столбце приведена вероятность P реальности различия между StD_{mc} и StD по критерию Фишера. В этом столбце вероятности, превышающие 95%, отмечены звездочками. Всего имеется пять таких дат. Для одной даты из этих пяти, у ϵ Gem, зарегистрировано значимое среднее поле -10.5 ± 3.0 Гс, составляющее 3.5σ . Детальный анализ причин, которые вызвали такое значимое различие, будет приведен в следующей статье. Здесь отметим, что причинами, вызывающими такое различие, могут быть как инструментальные эффекты, так и реальная переменность магнитного поля в процессе измерений, или же различие в величине магнитного поля, определяемого по разным линиям. В шестом и седьмом столбцах приведены среднеарифметические значения магнитного поля (B_{av}) и его ошибки (σ_{av}). В следующих двух столбцах приведены средневзвешенные значения ОМП (B_{sw}) и их ошибки (σ_{sw}) для тех дат, для которых нет реального различия между модельными и экспериментальными ошибками. В последнем столбце

Таблица 1

 РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
 СВЕРХГИГАНТОВ

	JDH +2400000.000	N	StD _{MC} Monte Carlo	StD	P (%)	$B_{\text{св}}$ Гс	RMS _s σ_s	$B_{\text{св}}$ Гс	RMS _v σ_v	k
β Aqr (G0 Ib)										
1	51027.502	44	18.2	20.7	79.9	9.2	3.1	8.0	2.8	2.9
2	51028.498	65	18.3	20.1	77.2	-2.7	2.5	-3.7	2.3	
3	51035.425	65	18.6	25.5	99.4*	-0.3	3.2	-	-	
α Aqr (G2 Ib)										
4	51029.531	52	19.3	19.2	51.5	0.0	2.7	-0.5	2.4	
5	51031.495	66	14.8	14.6	54.4	-2.3	1.8	-1.4	1.7	
6	51035.496	66	12.4	13.0	64.8	-4.0	1.6	-3.4	1.4	2.4
7	51432.399	71	17.1	17.1	50.0	-5.5	2.0	-5.5	1.9	2.9
8	51433.415	40	15.4	13.4	80.6	3.7	2.1	3.5	2.0	
9	51434.435	80	16.0	16.3	56.5	-1.4	1.8	-2.2	1.6	
10	51436.440	69	16.3	15.2	71.7	3.1	1.8	2.9	1.8	
ε Gem (G8 Ib)										
11	49655.544	20	15.8	14.2	67.7	-7.1	3.2	-4.6	1.7	2.7
12	50096.415	36	15.4	14.8	59.2	-1.4	2.5	0.1	1.9	
13	50116.372	27	13.3	12.5	62.3	3.1	2.4	-0.5	2.0	
14	50801.582	42	12.4	17.1	98.0*	4.1	2.6	-	-	
15	50817.498	21	14.2	17.6	82.8	-6.6	3.8	0.3	3.0	
16	51239.357	71	16.6	18.2	77.8	1.9	2.2	2.5	1.8	
17	51907.500	79	31.9	33.2	63.7	14.0	3.7	11.1	2.7	4.1
18	51912.219	44	21.2	23.5	74.9	4.1	3.6	9.8	2.5	3.9
19	52217.516	108	23.0	31.3	99.9*	-10.5	3.0	-	-	3.5
20	52280.474	60	21.3	49.0	100*	4.9	6.3	-	-	
21	52306.310	13	27.8	24.8	65.1	42.5	6.9	38.1	7.4	5.1
22	52307.451	56	20.1	22.6	80.6	-5.1	3.0	-4.9	2.4	2.0
23	52308.376	88	19.3	22.6	92.9	3.6	2.4	1.6	2.1	
24	52309.356	77	17.1	17.9	65.4	4.0	2.0	5.3	1.5	3.5
ε Peg (K2 Ib)										
25	51027.528	126	1.7	13.9	97.2*	-2.6	1.2	-	-	2.2
26	51028.529	117	13.5	14.5	77.9	0.0	1.3	1.2	1.1	
27	51029.507	67	13.9	12.3	83.9	3.9	1.5	2.6	1.3	2.0
28	51035.468	178	15.6	17.4	92.6	-3.4	1.3	-5.3	0.9	5.9
29	51403.530	100	17.5	17.7	54.5	-2.0	1.8	0.4	1.6	
30	52502.500	91	16.8	18.7	84.4	-0.3	2.0	-2.4	1.5	
31	52509.493	206	13.8	14.3	69.5	-3.1	1.0	-2.7	0.8	3.4

даются величины $B_{\text{св}}/\sigma_{\text{св}} \geq 2$. $B_{\text{св}}/\sigma_{\text{св}} \geq 2$ представлены в случае статистически достоверного различия между модельными и экспериментальными ошибками.

Анализ приведенных в таблице результатов предполагает, что были зарегистрированы статистически достоверные значения магнитного поля

пять раз у ϵ Gem и два раза у ϵ Peg. Чтобы проверить этот результат, мы выполнили тестовый анализ согласно разделу 3.8. Результаты теста приведены в табл.2. В первом столбце приведены гелиоцентрические юлианские даты наблюдений, во втором - число измерений, далее величина магнитного поля и его ошибка ($B_e \pm \sigma_e$), без обозначения способа вычисления. В четвертом столбце дана величина $k = B_e / \sigma_e$. В пятом и шестом столбцах даны значения, полученные в результате тестирования: $B_{test} \pm \sigma_{test}$ и $k_{test} = B_{test} / \sigma_{test}$.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ИНСТРУМЕНТАЛЬНОГО ТЕСТА

	JDN +2400000.000	N	$B_e \pm \sigma$ Гс	k	$B_{test} \pm \sigma_{test}$ Гс	k_{test}
ϵ Gem (G8 Ib)						
1	51907.500	79	11.1 \pm 2.7	4.1	3.8 \pm 3.0	1.3
2	51912.219	44	9.8 \pm 2.5	3.9	-4.4 \pm 2.2	2.0
3	52217.516	108	-10.5 \pm 3.0	3.5	7.2 \pm 3.4	2.1
4	52306.310	13	38.1 \pm 7.4	5.1		
5	52309.356	77	5.3 \pm 1.5	3.5	0.1 \pm 1.6	0.1
ϵ Peg (K2 Ib)						
6	51035.468	178	-5.3 \pm 0.9	5.9	0.3 \pm 1.0	0.3
7	52509.493	206	-2.7 \pm 0.8	3.4	-0.7 \pm 0.9	0.9

Как мы видим из приведенной таблицы результатов тестирования, шесть дат дают отношение $k_{test} = B_{test} / \sigma_{test} < 3$, т.е. величина инструментальных эффектов статистически незначима. Следовательно, для этих дат было зарегистрировано реальное среднее за ночь значение магнитного поля. Для седьмой даты JDN 2452306.310 в таблице отсутствует результат тестирования, так как было только две экспозиции, и поэтому невозможно проверить реальность полученной величины с использованием теста. Но ошибка измерений в эту дату, определенная из моделирования по методу Монте-Карло, практически не отличается от экспериментальной (см. табл.1), поэтому сделан вывод о реальности величины магнитного поля, зарегистрированной в эту дату.

В работе [21] выполнен обзор результатов высокоточных измерений ОМП у звезд с развитыми конвективными оболочками. В сводной таблице присутствуют объекты всех классов светимости ($N=21$), для которых зарегистрировано ОМП. В эту таблицу включены оба сверхгиганта ϵ Gem и ϵ Peg с максимальными значениями магнитного поля, полученными в настоящей работе. Для двух карликов солнечного типа ξ Boo A и δ Cyg A получены кривые изменения ОМП с периодом собственного осевого вращения. Для всех остальных объектов числа

измерений недостаточно для поиска зависимостей изменения ОМП с фазами периодов вращения. Наибольшее число ночей наблюдений (14) выполнено у сверхгиганта ϵ Gem. Для всех объектов зарегистрированное продольное магнитное поле не превышает двух-трех десятков Гаусс, за исключением ϵ Leo (Sp G1 II), для которого однажды было зарегистрировано поле $B_z = 49.2 \pm 6.1$ Гс [15], и ϵ Gem (см. табл.1). В названный обзор не вошли результаты Зеeman-Допплер-картирования ряда быстро-вращающихся звезд типа RS CVn [29], у которых на поверхности зарегистрированы крупномасштабные магнитные поля.

Таким образом, можно говорить о том, что в результате обзорных наблюдений, выполненных разными авторами и с разными инструментами, было зарегистрировано присутствие ОМП у звезд всех классов светимости с развитыми конвективными оболочками. Но вопрос о природе, геометрии и характере переменности зарегистрированных магнитных полей открыт. Отметим, что в работе [16] у звезды ϵ Cyg (K0 III) в две соседние даты, JDN 2451389.371 и 2451390.354, было зарегистрировано поле 9.3 ± 2.5 и -2.6 ± 1.4 Гс. Различие является статистически значимым. Аналогично, в настоящей работе однажды зарегистрировано значимое изменение среднего значения поля от суток к суткам у сверхгиганта ϵ Gem для дат JDN 2452306.310 и 2452307.451: 38.1 ± 7.4 и -4.9 ± 2.4 Гс (см. табл.1). Ясно, что в обоих случаях изменение поля за одни сутки не представляется возможным объяснить изменением его глобальной конфигурации за счет вращения звезды вокруг собственной оси или собственно переменностью этой конфигурации. Остаются два варианта объяснения. Первый вариант - это ложная переменность, вызванная инструментальными причинами, а второй вариант - это искажение существующей конфигурации, вызванное появлением (формированием) на поверхности магнитного поля активной области. Т.е. суперпозиция глобального поля и всплывающего поля *формирующейся* активной области может дать при измерении продольного компонента быструю переменность.

Природа ОМП у Солнца до сих пор является предметом дискуссий. ОМП с циклом активности не переключает знак, а только меняет амплитуду колебаний с периодом вращения. Это неосесимметричное поле Солнца отсутствует в общепринятой феноменологической магнитокинематической модели Бэбкока-Лейтона, а также и в наиболее разработанной ($\alpha - \Omega$)-динамо модели генерации магнитных полей. В работах [21,26] обсуждалась гипотеза о том, что *в случае Солнца и солнечно-подобных звезд мы наблюдаем в виде ОМП проявление на поверхности свойств глобального магнитного поля лучистой зоны.*

У звезд растет радиус в процессе эволюционного ухода с Главной последовательности. У конвективных гигантов радиусы составляют десятки

радиусов Солнца, а у конвективных сверхгигантов - сотни радиусов Солнца. В случае дипольной конфигурации, с ростом размера, поле можно считать убывающим по кубическому закону. В стадии конвективных гигантов ОМП, как глобальное магнитное поле лучистой зоны звезды, будет уменьшено на поверхности в 10^3 - 10^5 раз. В случае сверхгигантов этот коэффициент будет еще больше: 10^5 - 10^7 . (Величина 10^5 как граница раздела является условной). Если гигантом является проэволюционировавший солнечно-подобный карлик, то глобальное поле лучистой зоны звезды, проникшее на поверхность, было бы меньше десятой доли Гаусса и недоступно для регистрации. В этом случае, как и в случае со сверхгигантами, можно говорить о том, что поле на поверхности звезды, вероятно, является продуктом работы динамо-механизмов. Если же гигантом является проэволюционировавшая магнитная звезда с сильным начальным полем на полюсах ($\sim 10^4$ Гс), то у такого гиганта глобальное поле лучистого ядра на поверхности звезды может достигать десятка Гаусс и будет доступным для регистрации. У сверхгигантов величина поля бывшей магнитной звезды на поверхности составит малые доли Гаусса и будет недоступна для регистрации. Следовательно, зарегистрированное поле у двух сверхгигантов, вероятно, является продуктом работы динамо-механизмов.

5. Заключение. В статье представлены результаты многолетних высокоточных измерений продольного компонента магнитного поля (B_z) четырех желтых сверхгигантов - β Aqr, α Aqr, ϵ Gem, ϵ Peg. Лучшая точность измерений, $\sigma = 0.8$ Гс, достигнута для ϵ Peg. Различия между наблюдательными ошибками и ошибками, определенными по методу Монте-Карло, составили $\sim 3.2\%$. У β Aqr и α Aqr статистически значимое среднее за ночь магнитное поле не зарегистрировано. У ϵ Gem среднее за ночь магнитное поле зарегистрировано в пять ночей: 11.1 ± 2.7 Гс, 9.8 ± 2.5 Гс, -10.5 ± 3.0 Гс, 38.1 ± 7.4 Гс, 5.3 ± 1.5 Гс. У ϵ Peg среднее за ночь магнитное поле зарегистрировано в две ночи: -5.3 ± 0.9 Гс, -2.7 ± 0.8 Гс. Вероятно, обнаруженное поле является продуктом работы динамо-механизмов.

Автор выражает признательность Н.Петровой за помощь в обработке наблюдений, С.Сергееву за дискуссии, С.Ростопчину за создание графического интерфейса подготовки данных. Работа выполнена частично при поддержке гранта Украинского правительства SFFD №02.07/00300.

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

RESULTS OF MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS ON
FOUR YELLOW SUPERGIANTS. I

S.I.PLACHINDA

Results of high precision measurements of the net longitudinal component of magnetic field strength B_z performed during 31 nights for four yellow supergiants - β Aqr (G0 Ib), α Aqr (G2 Ib), ϵ Gem (G8 Ib), ϵ Peg (K2 Ib) - are reported. The best accuracy, $\sigma = 0.8$ G, was achieved for ϵ Peg. In order to test the real accuracy of the measurements, Monte Carlo simulations of the experimental errors are used. The discrepancy between observational errors and standard deviations from Monte Carlo simulations created using generator of the normal distribution numbers is about 3.2%. For ϵ Gem and ϵ Peg the presence of general magnetic fields are detected. During five (out of 14 nights, in total) observational nights of ϵ Gem magnetic fields were: 11.1 ± 2.7 G, 9.8 ± 2.5 G, -10.5 ± 3.0 G, 38.1 ± 7.4 G, 5.3 ± 1.5 G. Two observational nights, out of 7, show the presence of magnetic field on ϵ Peg: -5.3 ± 0.9 G, -2.7 ± 0.8 G.

Key words: *stars:activity:magnetic field - stars:individual:* β Aqr, α Aqr, ϵ Gem, ϵ Peg

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.E.Гершберг*, "Активность солнечного типа звезд Главной последовательности", Астропринт, Одесса, 2002.
2. *J.L.Linsky, B.M.Haisch*, *Astrophys. J.*, **229**, L27, 1979.
3. *D.Reimers*, *Astron. Astrophys.*, **57**, 395, 1977.
4. *T.R.Ayres, J.L.Linsky, G.S.Vaiana, L.Golub, R.Rosner*, *Astrophys. J.*, **250**, 293, 1981.
5. *B.M.Haisch, J.H.M.M.Schmitt, C.Rosso*, *Astrophys. J.*, **383**, L15, 1991.
6. *B.M.Haisch, J.H.M.M.Schmitt, A.C.Fabian*, *Nature*, **360**, 239, 1992.
7. *L.Hartmann, A.K.Dupree, J.C.Raymond*, *Astrophys. J.*, **236**, L143, 1980.
8. *L.Hartmann, A.K.Dupree, J.C.Raymond*, *Astrophys. J.*, **246**, 193, 1981.
9. *D.Reimers*, *Astron. Astrophys.*, **107**, 292, 1982.
10. *D.Reimers, M.Hunsch, J.H.M.M.Schmitt, F.Toussaint*, *Astron. Astrophys.*, **310**, 813, 1996.
11. *R.Rosner, Z.E.Musielak, F.Cattaneo, R.L.Moore, S.T.Suess*, *Astrophys. J.*, **442**, L29, 1995.
12. *T.R.Ayres, A.Brown, G.M.Harper, R.A.Osten*, *Astrophys. J.*, **583**, 963, 2003.

13. *S.Redfield, T.R.Ayres, J.L.Linsky et al.*, *Astrophys. J.*, **585**, 993, 2003.
14. *E.F.Borra, G.Edwards, M.Mayor*, *Astrophys. J.*, **284**, 211, 1984.
15. *S.Hubrig, S.I.Plachinda, M.Hunsch, K.-P.Schröder*, *Astron. Astrophys.*, **291**, 890, 1994.
16. *Т.Н.Тарасова*, *Астрон. ж.*, **79**, 526, 2002.
17. *С.И.Плачинда, А.В.Якушечкин, С.Г.Сергеев*, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, **87**, 91, 1993.
18. *S.Plachinda, T.Tarasova*, *Astrophys. J.*, **516**, 900, 1999.
19. *Solar Geophysical Data*.
20. *V.A.Kotov, P.H.Sherrer, R.F.Howard, V.I.Haneychuk*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **116**, 103, 1998.
21. *S.I.Plachinda*, in "Photopolarimetry in Remote Sensing", eds: G.Videen, Ya.S.Yatskiiv, M.I.Mishchenko, Kluwer Acad. Publ. (in press), 2004.
22. *S.I.Gopasyuk, V.A.Kotov, A.B.Severny, T.T.Tsap*, *Solar Physics*, **31**, 307, 1973.
23. *С.И.Гонасюк, А.Б.Северный*, *Письма Астрон. ж.*, **9**, 120, 1983.
24. *В.А.Котов, И.В.Сетяева*, *Астрон. ж.*, **79**, 272, 2002.
25. *D.K.Bedford, W.J.Chaplin, A.R.Davies et al.*, *Astron. Astrophys.*, **293**, 377, 1995.
26. *S.I.Plachinda, T.N.Tarasova*, *Astrophys. J.*, **533**, 1016, 2000.
27. *N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **138**, 119, 1999.
28. *С.А.Хан*, "Моделирование и анализ спектров AP-звезд", канд. дисс., Одесса, 1999.
29. *J.-F.Donati, A.CollierCameron, M.Semel et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **345**, 1145, 2003.

УДК: 524.3

ПЯТНА, ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ И
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ НА
ХОЛОДНЫХ ЗВЕЗДАХ

И. Ю. АЛЕКСЕЕВ

Поступила 12 мая 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

Представлены первые результаты по поиску циклов активности звезд солнечного типа на основе моделирования их запятненности по разработанному в КРАО алгоритму. Из более чем трех десятков программных звезд 10 объектов показали цикличность средних широт и полных площадей звездных пятен. Обнаруженные циклы имеют длительность 4-15 лет, то есть аналогичны солнечным 11-летним циклам Швабе. У большинства звезд наблюдается грубый аналог солнечной диаграммы бабочек - понижение средней широты пятен с ростом их площади. Для ряда объектов (например, аналог молодого Солнца LQ Hya или переменная типа RS CVn V711 Tau) отмечается эффект переключения активных долгот (т.н. *flip-flop* эффект), происходящий в эпохи максимумов средней широты, а также уменьшение фотометрического периода вращения звезды с дрейфом пятен к экватору - аналог эффекта дифференциального вращения Солнца. В отличие от Солнца, обнаруженные циклы пятнообразования не показывают однозначной корреляции с другими индикаторами активности - хромосферной эмиссией звезд в линиях CaII HK (BE Cet, EK Dra, DX Leo), водородной эмиссией в линии H α (LQ Hya, VY Ari, EV Lac) или цикличной вспышечной активностью (EV Lac). У V833 Tau, BY Dra, EK Dra, VY Ari короткие циклы Швабе существуют с аналогичными солнечному циклу Глайссберга длительными циклами, при которых площадь пятен может достигать половины полной поверхности звезды.

1. *Введение.* Цикличность солнечной активности была открыта в середине XIX века любителем астрономии Генрихом Швабе, и сейчас 11-летний солнечный цикл является одним из наиболее известных явлений в жизни Солнца. Помимо этого цикла известны также вековой (80-90 лет) цикл Глайссберга и Маундеровские минимумы, происходящие раз в два-три столетия. Первые данные о возможных аналогах солнечных циклов у активных звезд появились при рассмотрении их долговременной фотометрии. Так, в 1973г. Чугайнов [1] заподозрил существование 8-летней цикличности у известной запятненной системы BY Dra, а Филлипс и Гартманн [2] по пластинкам Гарвардской коллекции обнаружили длительные (50-60 лет) изменения среднего блеска у звезд BY Dra и SS Eri, по-видимому аналогичные циклу Глайссберга. Широко известны циклы хромосферной активности карликов солнечного типа, определяемые по потокам в эмиссионных линиях CaII (HK-проект Вильсона). В последнее время обнаружены циклические изменения во вспышечной активности звезд типа UV Cet [3], в переключении активных долгот и проявлении дифференциального вращения у звезд типа RS CVn, FK Com и некоторых

запятненных карликов [4].

Разработанная нами [5,6] зональная модель запятненности звезд позволила провести массовые определения температур, полных площадей и средних широт пятен для более чем трех десятков активных звезд различных типов (результаты моделирования приведены на сайте <http://www.ctao.cimea.ua/ilya>). В настоящей работе мы рассматриваем полученные нами свидетельства цикличности пятнообразования на этих звездах и наличия у них аналогов бабочек Маундера и эффектов дифференциального вращения.

2. *Результаты.* В программу проводимого нами исследования активных запятненных звезд поздних спектральных классов входит более 30 объектов, попадающих в достаточно широкий диапазон спектральных классов (от G0 до M4.5), классов светимости (III-V) и скоростей вращения (до 100 км/с). Выборка программных звезд охватывает не только запятненные карлики и звезды солнечного типа, но и активные системы типа RS CVn и молодые PMS-звезды. Применение разработанной нами зональной модели ко всем программным звездам показало, что их

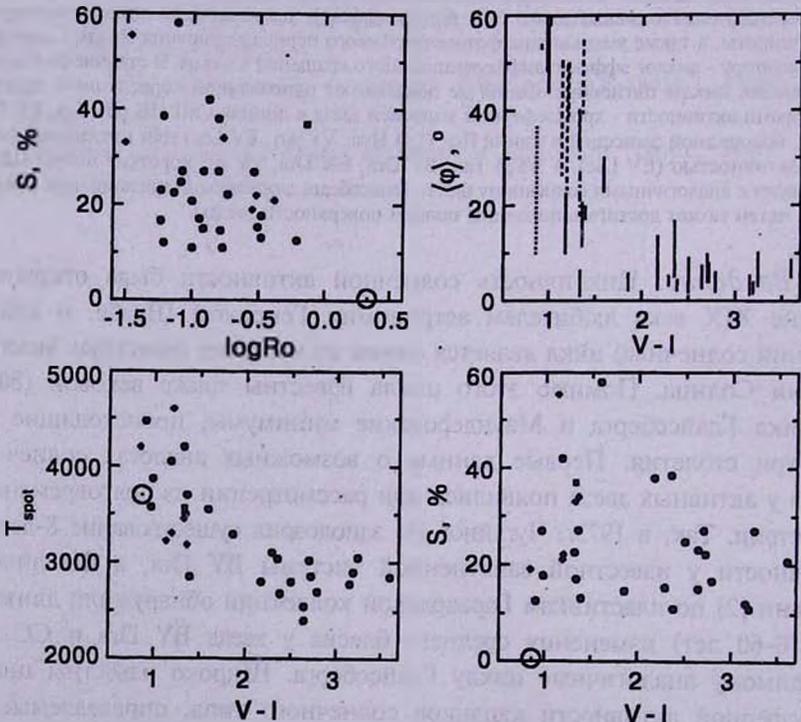


Рис.1. Зависимость максимальной полной площади звездных пятен S , их средней широты $\langle \phi \rangle$ и температуры T_{spot} от основных параметров звезд: показателя цвета $V-I$ и логарифма числа Россби Ro . Кружки и сплошные линии - запятненные карлики, ромбы и штриховые линии - звезды типа RS CVn, квадраты и штрих-пунктирные линии - молодые PMS-звезды, значок \odot и пунктир - Солнце.

фотометрическое поведение хорошо представляется с помощью картины запятненности, качественно аналогичной солнечной: многочисленные мелкие пятна, находящиеся в низких (холодные М-карлики) и средних (более горячие G-K звезды различных типов) широтах. На рис.1 хорошо видна тенденция роста возможных широт нахождения пятен (ϕ) к более горячим звездам. Площадь запятненных областей превышает для некоторых объектов 50% полной поверхности звезды. Максимальная площадь пятен на звезде S растет с уменьшением числа Россби и периода осевого вращения звезды. Отмечается тенденция понижения числа S к красному (полностью конвективные звезды) и синему (звезды без внешней конвективной оболочки) концам выборки. Температура пятен $T_{\text{пят}}$ растет к более горячим звездам. При этом разность температур невозмущенной фотосферы и пятен ΔT изменяется от 1000-2000 К у горячих G-карликов и звезд типа RS CVn до 300 К у самых холодных М-звезд. Во все найденные зависимости вписывается тень солнечных пятен.

Для десяти звезд из нашей программы была известна цикличность их активности, определяемая по различным индикаторам. Это фотометрические циклы звезд, хромосферное излучение в линиях CaII НК, вспышечная активность, картирование поверхности звезды, переключение активных долгот и дифференциальное вращение. Основные параметры программных звезд приведены в табл.1. Обсудим каждую из них.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Sp	Двойств.	log Ro	M_V mag	P_{rot} сутки	$P_{\text{differential}}$ годы	P_{phot} годы	P_{other} годы
EK Dra	G1V	S	-0.54	4.83	2.68	>30 [7]	9.2 [7,9]	var(1), 12(2)
BE Cet	G2V	S	-0.21	4.80	7.76		6.7 [7,9]	9.1 (1)
DX Leo	K0V	S	-0.48	5.75	5.42		3.2 [7,9]	2.8(1), 3.9(3)
LQ Hya	K0V	S	-1.14	6.44	1.61		11.4; 6.75 [10]	15, 5.2 (4)
V833 Tau	K5V	SB1	-1.12	6.92	1.79	68 [8]	6.4 [10]	
BY Dra	K4V+K7V	SB2	-0.81	7.04	3.83	55 [2]	13.7; 2.7 [10]	
EV Lac	M4.5V	S	-0.81	11.58	4.38	>40 н.и.	4-5 [11]	7.5 (5)
V711 Tau	K1IV+G5V	SB2	-1.51	2.85	2.84		16.5; 5.5 [10]	3.5 (6)
IN Com	G5III/IV	SB1	-0.52	3.34	5.92		8 [12]	
VY Ari	K3-4IV	SB1	-0.14	5.07	16.42	30 н.и.	15.3 [10]	

1: CaII НК эмиссия [13], 2: UV линии [14], 3: моделирование запятненности [15], 4: цикличность flip-flop эффекта и дифференциального вращения [4], 5: вспышечная активность [3], 6: Доплеровское картирование [16]

EK Dra - одиночная молодая звезда, аналог молодого (не более 10^8 лет) Солнца, входящая в движущуюся группу Плеяд. Это самая активная звезда НК-проекта, фотометрические и ультрафиолетовые наблюдения

которой позволили заподозрить ее цикличность с характерным временем 9-13 лет [7,9,14] в сочетании с трендом, в то время как переменность линий CaII НК явной цикличности не показывает [13]. Согласно нашим расчетам, пятна на этой звезде находятся на средних ($48-62^\circ$) широтах, а их площадь достигает 27% полной поверхности звезды. Из рис.2а хорошо видна тенденция понижения широты пятен с увеличением их полной площади. Это аналог солнечной диаграммы бабочек [17], которая указывает на дрейф запятненных областей к экватору по мере развития пятен в течение цикла. Скорость такого дрейфа составляет $-1.6 + -2.0$ градусов в год, то есть в два раза меньше соответствующего солнечного значения. Изменения площади и средней широты пятен показывают возможную цикличность с характерным временем 9.2 лет, совпадающим с длительностью фотометрического цикла [7,9], и тренд, вероятно, связанный с более длительным (более 30 лет) циклом, аналогом цикла Глайсберга. Проведенное нами сравнение фотометрических периодов звезды [9] (то есть периодов осевого вращения звезды на широте нахождения пятен) с определенными нами широтами пятен показало их корреляцию. Это говорит о наличии на звезде дифференциального вращения солнечного

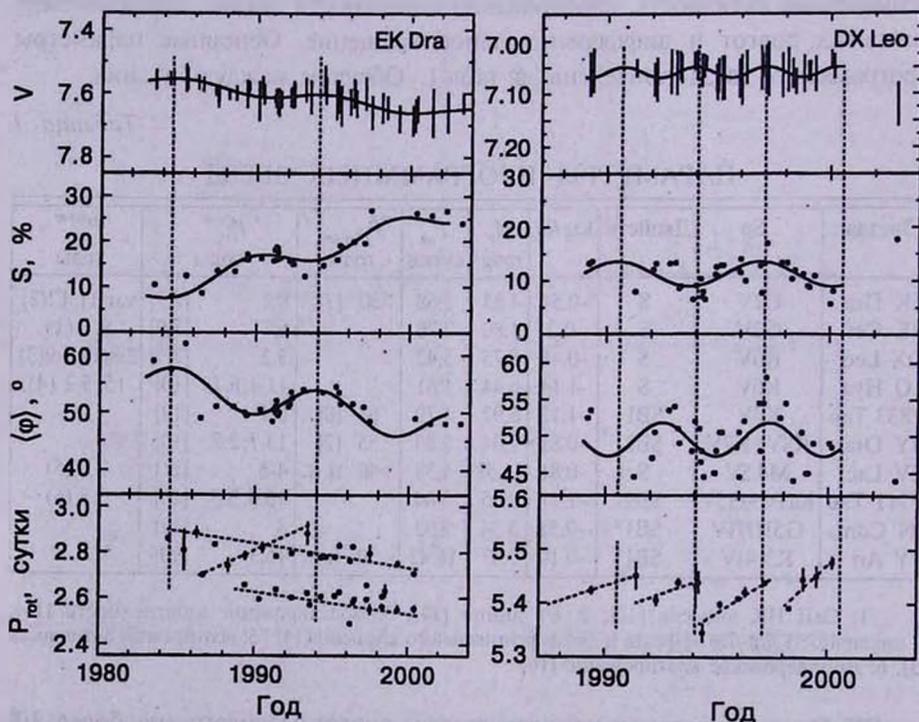


Рис.2а-д. Циклические изменения пятенной активности звезд: долговременная кривая блеска, зависимость полной площади пятен S и их средней широты $\langle \phi \rangle$ от времени, изменения фотометрического периода P_{rot} (или долготы максимальной запятненности θ). Фотометрические периоды приведены по данным [9].

типа с коэффициентом $D_r = 0.07 + 0.08$, в два раза меньшим солнечного.

BE Cet - молодая (600 млн. лет) одиночная звезда, член движущейся группы Гиад. Она входит в программу CaII НК-проекта, который обнаружил цикличность ее хромосферной активности с характерным временем 9.1 лет [13]. Фотометрические данные Мессины [7,9] показали цикличность изменения блеска звезды с длительностью цикла 6.7 лет. Согласно нашим расчетам, пятна находились на широтах 53-54°, а их площадь изменялась от 7 до 13% поверхности звезды. Изменения площади пятен отражают найденную по фотометрии 6.7-летнюю цикличность. Согласно [9], в течение цикла происходит плавное уменьшение фотометрического периода звезды, связанное с дифференциальным вращением. Однако неуверенность определения и малая амплитуда колебаний получаемой нами средней широты пятен не позволяют сделать определенных выводов о знаке и величине дифференциального вращения.

DX Leo - одиночная K0 звезда возраста 130 млн. лет, входящая в движущуюся группу Плеяд. Данные CaII НК-проекта показали цикличность ее хромосферной активности с характерным временем 2.8 лет [13], а фотометрические данные [7,9] дали значение цикла фотосферной активности, равное 3.21 лет. Этим циклом определяется и плавный рост фотометрического периода звезды в течение цикла. Пятна расположены на средних широтах 44-58°, в целом совпадая с результатами [15], причем средняя широта пятен показывает цикличность полуторной длительности (4.8 лет). Полная площадь пятен изменяется от 6 до 18% поверхности звезды, также в хорошем согласии с [15], и эти изменения показывают цикличность удвоенной длительности. Обнаруженные Мессинией и др. [15] 3.8-летняя и 2.6-летняя цикличности широтного и долготного распределений пятен в наших результатах не отражаются. Сопоставление средних широт пятен и фотометрических периодов звезды позволяет заподозрить наличие слабого дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.03$, в хорошем согласии с результатами [15] ($D_r \approx 0.04$).

LQ Нуа - одиночная K0-звезда, только достигшая Главной последовательности, аналог молодого (60 млн. лет) Солнца. Фотометрические данные позволили Ола и др. [10] говорить о наличии у звезды двух (11.2-летнего и 6.75-летнего) циклов. Близкие (11.4+13.8 и 6.2+6.9 лет) значения фотометрических циклов найдены в [9,18]. Также у звезды обнаружена 5.2-летняя цикличность в проявлении *flip-flop* эффекта и 15-летняя - в эффекте дифференциального вращения [4]. Согласно нашим расчетам [19,20], пятна на LQ Нуа находятся на средних (24-48°) широтах, что хорошо согласуется и с последними данными доплеровского картирования [18]. Площадь пятен показывает циклические изменения с двумя известными из фотометрии периодами в 11.2 и 6.75 лет. Как и на

Солнце, рост площади пятен сопровождается понижением их средней широты, то есть мы видим аналог диаграммы бабочек [17]. Средняя широта пятен (ϕ) показывает ярковыраженную цикличность с характерным временем 11.2 года. Сравнение средней широты пятен с фотометрическими периодами вращения звезды указывает на присутствие дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_p = 0.09$. Сравнение запятненности звезды с многолетними данными по ее хромосферной эмиссии в линии $H\alpha$ [20] не показало ни каких-либо корреляций этих величин, ни цикличности хромосферного излучения.

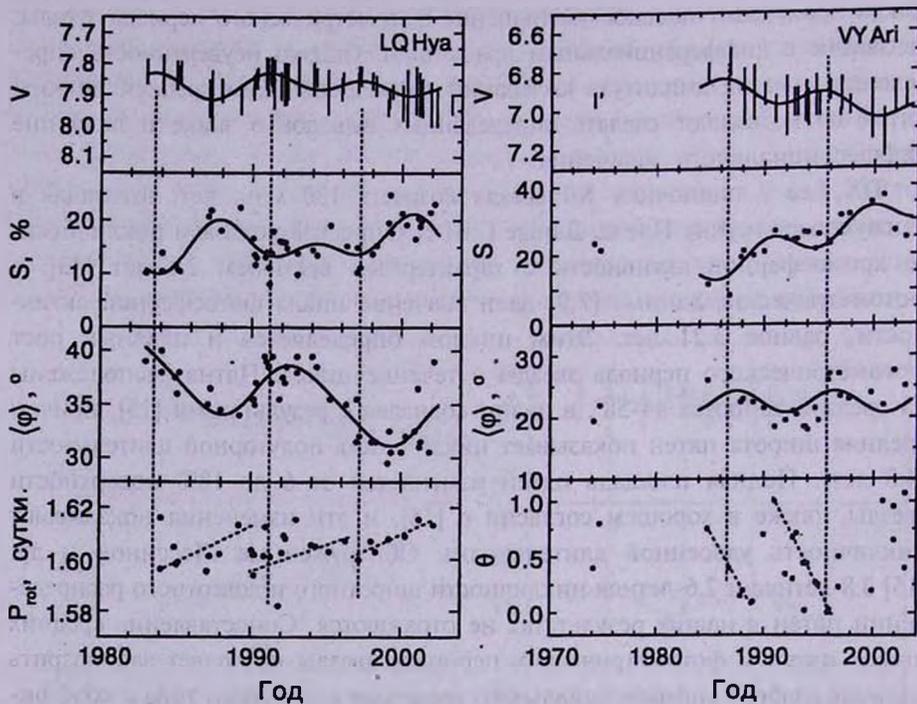


Рис.2b. LQ Hya и VY Ari.

V833 Tau - спектрально двойная SB1 система, член скопления Гиады с возрастом 630 млн. лет. Помимо широко известного 68-летнего [8,21,22] цикла, аналогичного солнечному циклу Глайсберга, звезда показывает присутствие двух более коротких (6.4 и 2.4 лет) фотометрических циклов [10]. Согласно нашим расчетам, пятна на V833 Tau локализованы на широтах 23-30°, а их площадь может достигать до 58% полной поверхности звезды. Известная из фотометрии цикличность с 6.4-летним периодом хорошо проявляется в площадях и средних широтах пятен. Однако, в отличие от звезд солнечного типа, мы видим у V833 Tau не аналог бабочек Маундера, а корреляцию площади пятен и их средней широты. Таким образом, пятна на V833 Tau смещаются по мере развития не к

экватору, а к полюсу. Скорость такого широтного дрейфа составляет $1.5 + 2.5$ градусов в год. Сопоставление средних широт пятен, полученных нами для эпох 1990-2000гг., с фазами минимального блеска [21] показало их корреляцию. Следовательно околополярные области V833 Tau вращаются быстрее экватора. Звезда демонстрирует слабое дифференциальное вращение антисолнечного типа с коэффициентом $D_r = -0.006$.

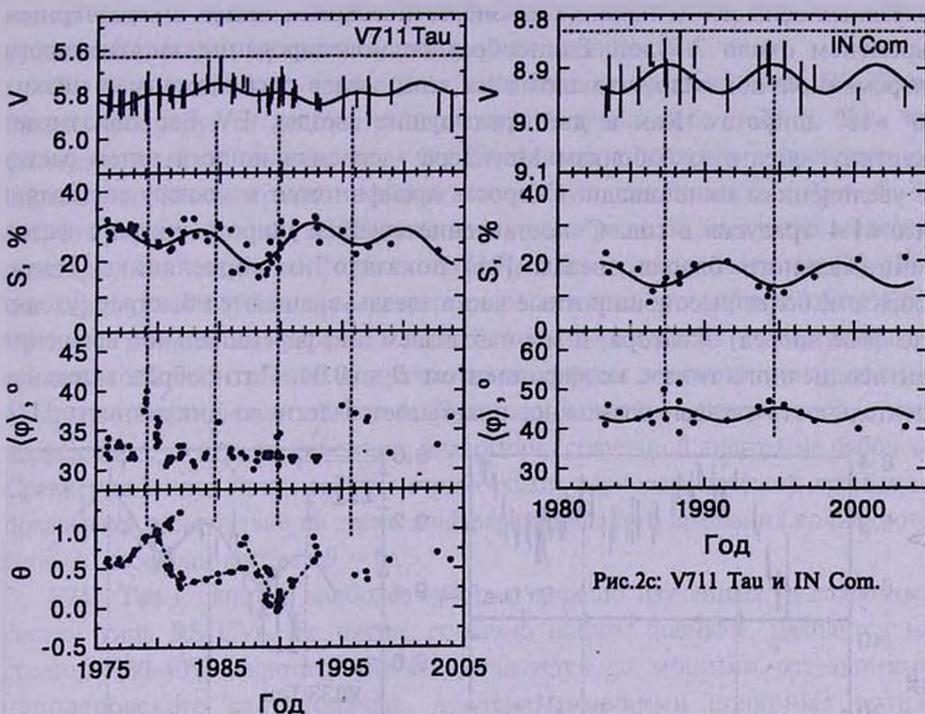


Рис.2с: V711 Tau и IN Com.

VY Dra - прототип запятненных красных карликовых звезд и наиболее изученная система этого типа. Проведенное нами моделирование запятненности переменной показало, что пятна на VY Dra находятся в низких ($\langle \phi \rangle < 14^\circ$) широтах. Известная из литературы 13.7-летняя цикличность блеска звезды [10] хорошо выражается также в изменениях средней широты и полной площади пятен. Как и V833 Tau, VY Dra дает картину развития цикла активности, обратную солнечной - широтный дрейф пятен к полюсу по мере их развития. Картина колебаний широт и площадей пятен хорошо согласуется с отмеченной Петтерсеном и др. [23] цикличностью колебаний фазы минимума блеска. Ее сопоставление со средней широтой пятен показывает их корреляцию, указывающую на то, что экваториальные области звезды отстают по фазе от высокоширотных. Таким образом, звезда показывает дифференциальное вращение антисолнечного типа с коэффициентом $D_r = -0.02$. При наблюдениях в 1966-1970гг. звезда показала

выход из глубокого минимума 55-летнего цикла, аналогичного циклу Глайссберга. Согласно нашим оценкам, площадь пятен на BY Dra в глубине такого минимума доходит до 38% полной поверхности звезды.

EV Lac - полностью конвективная (M4.5Ve) одиночная активная вспышечная звезда. Проведенный нами [3,24] анализ ее вспышечной активности позволил заподозрить цикличность в среднем излучении звездных вспышек и наклоне их энергетического спектра с характерным временем около 7.5 лет. Единообразное моделирование запятненности переменной показало, что пятна на этой звезде расположены в низких $6^\circ + 16^\circ$ широтах. Как и две предыдущие звезды, EV Lac показывает картину, обратную бабочкам Маундера - средняя широта пятен растет с увеличением их площади. Скорость дрейфа пятен к полюсу составляет $1.0 + 1.4$ градусов в год. Сопоставление средней широты пятен с фазой минимального блеска звезды [25] показало их корреляцию. Таким образом, более высокоширотные части звезды вращаются быстрее (уходят по фазе вперед) экватора, и мы наблюдаем дифференциальное вращение антисолнечного типа с коэффициентом $D_p = -0.04$. Пятнообразовательная деятельность звезды, возможно, показывает 5-летнюю цикличность [11].

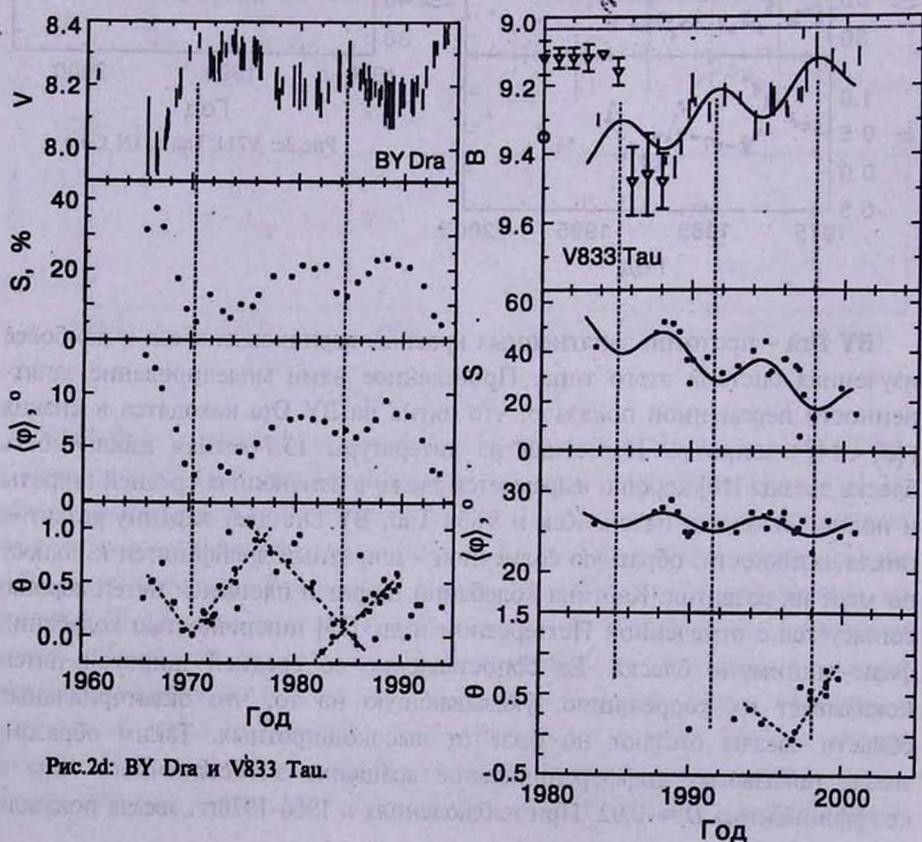


Рис.2d: BY Dra и V833 Tau.

Этот цикл отражается в полных площадях и средних широтах пятен, но с 7.5-летним циклом вспышечной активности коррелирует очень плохо. Зависящий от хромосферного излучения показатель цвета $U-V$ показывает около 1980-1985гг. существенное покраснение. Возможно, это отражает какую-то долговременную (более 40 лет) переменность, аналогичную циклу Глайссберга. В то же время, эмиссия спокойной хромосферы в линии $H\alpha$ не показывает какой-либо цикличности и не коррелирует с запятненностью и средней вспышечной активностью.

IN Com - главный компонент незатменной системы типа RS CVn. Звезда проецируется на центр планетарной туманности LoTr 5, хотя ее физическая связь с центральным O-субкарликом до сих пор однозначно не определена. Мы впервые отмечаем возможную цикличность ($P_{cyc} \approx 7 + 8$ лет) ее среднего блеска [12]. Проведенные нами расчеты зональных моделей показали, что пятна на IN Com находятся на средних широтах ($39-51^\circ$), что хорошо согласуется с результатами доплеровского картирования [26]. Средняя широта пятен также показывает цикличность с характерным временем 7-8 лет. Сходные циклические изменения демонстрирует и полная площадь запятненных областей. Эти две величины показывают антикорреляцию, то есть их поведение аналогично солнечной диаграмме бабочек. Сравнение широт пятен с фотометрическими периодами осевого вращения показывает присутствие на звезде дифференциального вращения солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.05$.

V711 Tau - одна из наиболее ярких и хорошо изученных незатменных систем типа RS CVn. Ее пятна, согласно нашим оценкам, находятся на средних ($30-40^\circ$) широтах, что не согласуется со многими результатами доплеровского картирования, предсказывающими полярные пятна. Средние широты пятен ясно показывают цикличность с двумя характерными периодами (16.5 и 5.5 лет), известными из фотометрии [10]. Аналогичную цикличность демонстрируют и изменения полной площади запятненных областей. Однако мы не обнаружили следов 3-летнего цикла, предсказываемого доплеровским картированием [16]. Изменения средней широты пятен и их полной площади показывают аналог диаграммы бабочек. В эпохи максимального значения средней широты пятен на кривых блеска звезды видны два минимума, соответствующие двум активным долготам, и наблюдается их "переключение" (смена главного и вторичного минимума, т.н. *flip-flop* эффект). В течение развития пятен и понижения их средней широты происходит постепенный рост фазы минимума блеска. Таким образом, запятненные области при дрейфе к экватору начинают вращаться быстрее, то есть на V711 Tau присутствует дифференциальное вращение солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.03$ [12].

VY Ari - яркий компонент спектрально-двойной SB1 системы. Ее

кинематика, сильный инфракрасный избыток, высокое содержание лития и несинхронизованное вращение говорят о том, что переменная скорее является не RS CVn системой, как обычно считается, а молодой PMS-звездой. Фотометрические наблюдения [10] позволили заподозрить цикличность изменения блеска VY Aг1 с характерным временем $P_{\text{ср}} = 14 + 15$ лет. Однако мы считаем, что длительность цикла несколько короче и составляет 9-10 лет. Согласно нашим расчетам [27], пятна на VY Aг1 локализируются в средних широтах от 18 до 28°, а их площадь меняется от 8 до 37% поверхности звезды. Эти величины показывают цикличность с характерным временем около 9 лет, вероятно, наложенную на более длительную (примерно 30 лет) переменность. Как и для большинства рассмотренных звезд, мы видим у VY Aг1 аналог диаграммы бабочек. Сравнение наших оценок средних широт пятен (ϕ) и фотометрических периодов вращения звезды показало их корреляцию, указывая на дифференциальное вращение солнечного типа с коэффициентом $D_r = 0.05$ [28]. Собранные нами [27] данные по хромосферному излучению в линии H α не показали цикличности и какой-либо значимой корреляции с запяттенностью.

3. *Обсуждение.* В настоящей работе представлены первые результаты исследования звездных циклов активности, проведенного на основе построения зональных моделей запяттенности. Была рассмотрена цикличность пятенной активности 10 красных звезд, находящихся на различных стадиях эволюции: молодых звезд солнечного типа и активных красных карликов, двух систем типа RS CVn и активной молодой PMS-звезды. В табл.2 приведены значения скорости широтного дрейфа пятен, коэффициента дифференциального вращения и длительностей циклов,

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ПЯТЕННОЙ АКТИВНОСТИ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД

Звезда	Широтный дрейф $\delta\phi$, град/год	D_r	$P_{\text{ср}}$ (широта), годы	$P_{\text{ср}}$ (площадь), годы	Временной интервал, годы
Солнце	-3 + -4	0.19	11	11	
EK Dra	-1.6 + -2.0	0.08	9.2	9.2	20
BE Cet	-	-	-	6.7	22
DX Leo	-2.2 + -2.6	0.04	4.8	6.4	14
LQ Hya	-0.9 + -1.7	0.09	11.2	11.2, 6.75	19
V833 Tau	1.5 + 2.4	-0.006	6.4	6.4	17
BY Dra	0.7 + 1.2	-0.020	13.7	13.7	28
EV Lac	1.0 + 1.4	-0.04	5	5	29
V711 Tau	-1.3 + -2.6	0.03	16.5, 5.5	16.5, 5.5	27
IN Com	-1.0 + -1.3	0.05	7 + 8	7 + 8	20
VY Aг1	-0.8 + -0.8	0.05	9 + 10	9 + 10	29

полученным по колебаниям полной площади и средней широты пятен. Полученные результаты позволяют нам сделать следующие выводы:

Обнаруживаемые циклы пятенной активности имеют характерную длину 4-16 лет, то есть сравнимы с 11-летним циклом Швабе. Длительности циклов, обнаруженных по колебаниям средней широты и площади пятен, хорошо согласуются с известными длительностями фотометрических циклов для всех звезд, кроме DX Leo, где мы нашли циклы полуторной и двойной длительности. Длительности цикла не показывают явной зависимости от спектрального класса звезды, ее скорости вращения и числа Россби. Однако Ола и др. [10] отметили для фотометрических циклов наличие зависимости между числом оборотов звезды в течение цикла $\log(P_{\text{rot}}/P_{\text{син}})$ и ее угловой скоростью вращения $\log(1/P_{\text{син}})$. Значения длительностей рассмотренных нами циклов пятенной активности хорошо согласуются с этой зависимостью.

У половины программных звезд сравнительно короткие циклы типа цикла Швабе сочетаются с более длительными и глубокими циклами, аналогичными вековому циклу Глайссберга. У V833 Tau, BY Dra, EK Dra, VY Aг1 этот цикл проявляется в пятенной активности. При этом полная площадь пятен может доходить в глубине вызванного циклом минимума блеска до половины поверхности звезды. У активной вспыхивающей звезды EV Lac вековой цикл проявляется в ее хромосферном излучении как более чем 40-летняя переменность показателя цвета $U-V$. В запятненности звезды эта переменность никак не выражается. Длительности вековых циклов у рассмотренных звезд также согласуются с найденной в [10] зависимостью.

Согласно табл.1, для шести программных звезд существуют независимые определения цикличности по таким индикаторам, как кальциевая активность, вспышки, доплеровское картирование, дифференциальное вращение и переключение активных долгот. Мы видим, что пятенный цикл у этих звезд достаточно плохо коррелирован с активностью в других атмосферных слоях, особенно с излучением хромосферы в линии $H\alpha$ (LQ Hya, VY Aг1, EV Lac [19,20,27,28]). Вероятно, это связано с тем, что рассматриваемые звезды существенно моложе Солнца и их циклическая активность еще не установилась [29].

Независимо от эволюционного статуса, все программные звезды демонстрируют широтный дрейф пятен по мере их развития, то есть роста полной площади. У большинства объектов, кроме трех наиболее холодных звезд V833 Tau, BY Dra и EV Lac, наблюдается аналог солнечной диаграммы бабочек - дрейф пятен к экватору на фазе роста их площади. Скорость широтного дрейфа пятен $\delta\phi$ довольно сильно варьируется от цикла к циклу и от звезды к звезде, составляя в среднем $\delta\phi = -0.8 + -2.6$ градусов в год, в то время как солнечное значение

скорости широтного дрейфа составляет $\delta\phi^{\odot} = -3 + -4$ градуса в год. Наиболее холодные звезды V833 Tau, BY Dra и EV Lac демонстрируют картину, противоположную солнечной - дрейф пятен к полюсу по мере увеличения их площади. Из рис.3 следует, что скорость широтного дрейфа пятен $\delta\phi$ зависит от спектрального класса звезды, изменяя знак (направление дрейфа) при достижении критического спектрального класса.

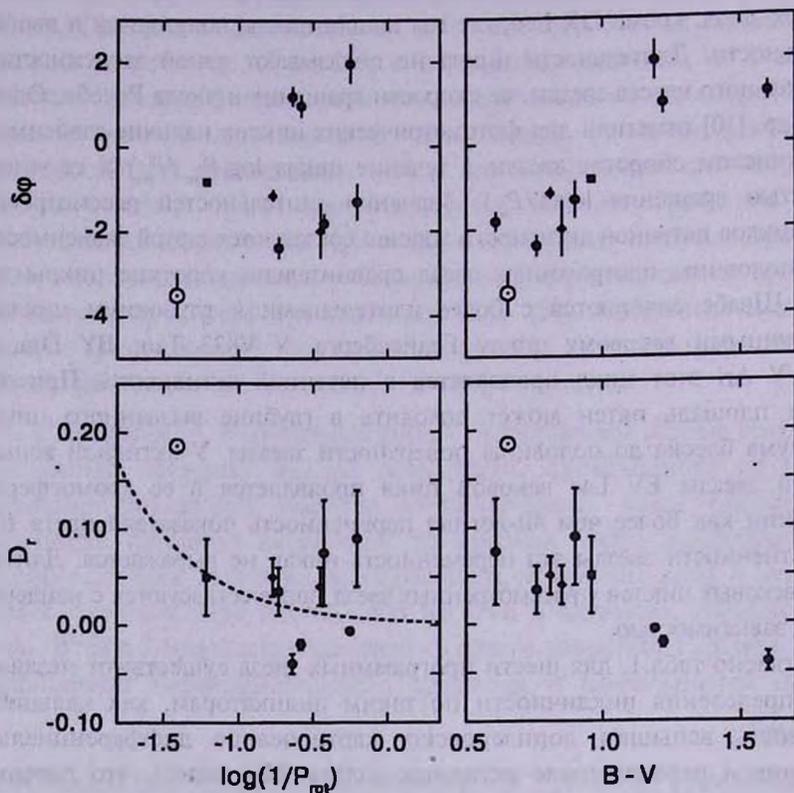


Рис.3. Зависимость коэффициента дифференциального вращения D_t и скорости широтного дрейфа пятен $\delta\phi$ от угловой скорости вращения звезды $1/P_{rot}$ и показателя цвета $B-V$. Штриховая линия - зависимость Холла [30], обозначения типов звезд соответствуют рис.1.

Для ряда звезд (DX Leo, LQ Hya, EK Dra, IN Com, VY Ari) отмечается плавное уменьшение фотометрического периода, то есть периода вращения звезды на широте пятен, происходящее в фазе с дрейфом пятен к экватору. Для V711 Tau наблюдается аналогичный эффект, проявляющийся как плавный рост фазы минимума блеска, также происходящий синфазно с уменьшением средней широты пятен. Это указывает на присутствие на рассмотренных звездах дифференциального вращения солнечного типа, при котором экватор вращается быстрее полюсов. Сравнение средних широт пятен с фотометрическими периодами

позволило оценить коэффициенты дифференциального вращения звезд, которые в среднем составляют $D_r = 0.03 - 0.09$, в то время как солнечное значение $D_r^\odot = 0.19$. Наиболее холодные звезды, V833 Tau, VY Drg и EV Lac, показали дифференциальное вращение антисолнечного типа с коэффициентом D_r от -0.01 до -0.04 . Отметим, что как диаграммы бабочек, так и дифференциальное вращение солнечного типа обнаружены не только у звезд - родственников Солнца, но и у проэволюционировавших систем типа RS CVn и у молодых PMS-звезд. Переход к антисолнечной картине происходит, по-видимому, для звезд более поздних, чем какой-то критический спектральный класс. На рис.3 приведена зависимость коэффициента дифференциального вращения D_r от спектрального класса и скорости осевого вращения звезды. Из рисунка следует, что наши данные в целом не противоречат найденному Холлом [30] росту D_r к более медленно вращающимся звездам. В то же время, мы видим, что значение D_r по нашей выборке показывает тенденцию уменьшения к более поздним спектральным классам.

Звезды V711 Tau, LQ Hya, VY Aг1 демонстрируют в некоторые эпохи наличие двух активных долгот. Для LQ Hya и V711 Tau наблюдается их периодическое переключение [4,12] (*flip-flop* эффект), синхронизованное с пятненным циклом, при котором переход главной долготы в менее активную происходит вблизи эпохи максимальной широты и минимальной площади пятен, то есть в начале цикла. Для ряда звезд солнечного типа (BE Cet, DX Leo, LQ Hya) видны в эти эпохи резкие скачки фотометрических периодов. Таким образом, для всех указанных звезд мы видим картину, качественно аналогичную солнечному пятнообразованию - зарождение запятненных областей на некоторой активной долготе, их развитие (рост) и дрейф к экватору в течение цикла.

Автор благодарен сотрудникам КраО Р.Е.Гершбергу и С.И.Плачинде за обсуждение работы. Работа частично поддерживалась грантом № 02.07/00300 Украинского фонда фундаментального развития.

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

STARSPOTS, ACTIVITY CYCLES AND DIFFERENTIAL
ROTATION ON COOL STARS

I.Yu.ALEKSEEV

We present the first results in searching for stellar cycles by the analysis of the stellar spottedness with the algorithm developed in CrAO. From more than 30 active spotted stars we find 10 targets which demonstrate cyclical variations of middle latitudes and total areas of starspots. Activity cycles detected by this method have a typical cycle length about 4-15 years similarly to the 11-year Schwabe cycle. A most of program stars demonstrate a rough analogue of the solar butterfly diagram. They show a tendency of an average starspots latitude lowering when the total spot area grows. A number of stars (for example young solar analogue LQ Hya or RS CVn-type variable V711 Tau) demonstrate cyclical switches of the dominant activity between two active longitudes (so-called *flip-flop* phenomenon). These switches are synchronized with spottedness cycles and occurring near epoches of the maximum starspots latitudes. At the same time we can see a tendency for decreasing of stellar photometric period (which is tracing by starspots) with the starspots drift toward the stellar equator analogously to the solar differential rotation effect. Unlike the solar case the spottedness cycles do not show clear correlations with the stellar activity observed by chromospheric emission in CaII HK lines (BE Cet, EK Dra, DX Leo), in H α line (LQ Hya, VY Ari, EV Lac) or by cyclical flare activity (EV Lac). For V833 Tau, BY Dra, VY Ari, EK Dra the Schwabe-like cycles co-exist with long Gleissberg-like ones, for which the total spot area can reach up to 50% of the total stellar surface during the cycle minimum.

Key words: *stars: spots: activity cycle*

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Ф.Чугайнов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 48, 3, 1973.
2. M.J.Phillips, L.Hartmann, Astrophys. J., 224, 182, 1978.
3. I.Yu.Alekseev, R.E.Gershberg, The Earth and the Universe, eds. G.Asteriadis, A.Bantelas, M.E.Contadakis et al., Thessaloniki, Ziti Editions, 43, 1997.
4. S.V.Berdyugina, J.Pelt, I.Tuominen, Astron. Astrophys., 394, 505, 2002.
5. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 73, 579, 1996.
6. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 73, 589, 1996.

7. *S.Messina, E.F.Guinan*, *Astron. Astrophys.*, **393**, 225, 2002.
8. *L.Hartmann, B.W.Bopp, M.Dussault et al.*, *Astrophys. J.*, **249**, 662, 1981.
9. *S.Messina, E.F.Guinan*, *Astron. Astrophys.*, **409**, 1017, 2003.
10. *K.Oláh, Z.Kolláth, K.G.Strassmeier*, *Astron. Astrophys.*, **356**, 643, 2000.
11. *L.N.Mavridis, G.Asteriadis, F.M.Mahmoud*, *Compendium in Astronomy*, eds. E.G.Mariolopoulos, P.S.Theocaris, L.N.Mavridis, Reidel. Dordrecht, 253, 1982.
12. *И.Ю.Алексеев, А.В.Кожеевникова*, *Физика космоса*, ред. П.Е.Захарова, Э.Д.Кузнецов, А.Б.Островский и др., Екатеринбург: Изд. УрГУ, 2004, с.277.
13. *S.L.Baliunas, R.A.Donahue, W.H.Soon et al.*, *Astrophys. J.*, **438**, 269, 1995.
14. *J.D.Dorren, M.Güdel, E.F.Guinan*, *Astrophys. J.*, **448**, 431, 1995.
15. *S.Messina, E.F.Guinan, A.F.Lanza, C.Ambruster*, *Astron. Astrophys.*, **347**, 249, 1999.
16. *S.S.Vogt, A.P.Hatzes, A.A.Misch*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **121**, 547, 1999.
17. *М.А.Лившиц, И.Ю.Алексеев, М.М.Кацова*, *Астрон. ж.*, **80**, 613, 2003.
18. *Zs.Kövári, K.G.Strassmeier, Th.Granzer et al.*, *Astron. Astrophys.*, **417**, 1047, 2004.
19. *I.Yu.Alekseev, O.V.Kozlova*, *Astron. Astrophys.*, **396**, 203, 2002.
20. *И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова*, *Астрофизика*, **46**, 41, 2003.
21. *И.Ю.Алексеев, Н.И.Бондарь*, *Астрон. ж.*, **75**, 750, 1998.
22. *K.Oláh, K.G.Strassmeier, Zs.Kövári, E.F.Guinan*, *Astron. Astrophys.*, **372**, 119, 2001.
23. *B.R.Pettersen, K.Oláh, W.H.Sandmann*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **96**, 497, 1992.
24. *И.Ю.Алексеев, В.Э.Чаленко, Д.Н.Шаховской*, *Астрон. ж.*, **77**, 777, 2000.
25. *И.Ю.Алексеев*, *Астрон. ж.*, **73**, 81, 1996.
26. *K.G.Strassmeier, B.Hubl, J.B.Rice*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 511, 1997.
27. *И.Ю.Алексеев, О.В.Козлова*, *Астрофизика*, **44**, 529, 2001.
28. *И.Ю.Алексеев*, *Астрон. ж.*, **80**, 467, 2003.
29. *Е.А.Бруевич, М.М.Кацова, Д.Д.Соколов*, *Астрон. ж.*, **78**, 827, 2001.
30. *D.S.Hall*, *The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos*, eds. I.Tuominen, D.Moss, G.Rüdiger, Berlin: Springer-Verlag, 1991, p.353.

УДК: 524.45/.47

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗД РАННИХ ТИПОВ И ПЫЛЕВОЙ МАТЕРИИ, ОБНАРУЖЕННЫХ В НАПРАВЛЕНИИ ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 2175

Э.Е.ХАЧИКЯН, Р.Х.ОГАНЕСЯН, Р.А.ЕПРЕМЯН

Поступила 9 июня 2004

По V , $(B-V)$ и $(U-V)$ данным исследовано распределение 120 O-B9-A2 звезд и межзвездной пыли в направлении звездных скоплений NGC2175m и NGC2175s (комплекс S252). Обнаружено десять звездных группировок (ассоциаций), расположенных на расстояниях 410, 720, 1000, 1500, 2200, 3100, 4000, 5200, 7000 и 8100 пк. Три из них, находящиеся на расстоянии 410, 720 и 1000 пк, являются ассоциациями типа B. Остальные семь групп - OB-ассоциации. Они обозначены как Gem B 0.41, Gem B 0.72, Gem B 1.0, Gem OB 1.5, Gem OB 2.2, Gem OB 3.1, Gem OB 4.0, Gem OB 5.2, Gem OB 7.0 и Gem OB 8.1. Поглощение в цвете $V(A_v)$ до звезд №2, 18, 20, 23, 24, 26, 40, 41, 47, 69, 87, 88, 90, 95, 100 и 109 оценивается в размере: $2^m.78$, $4^m.72$, $2^m.69$, $3^m.33$, $2^m.61$, $2^m.86$, $4^m.67$, $6^m.21$, $3^m.14$, $3^m.92$, $2^m.69$, $3^m.04$, $5^m.95$, $5^m.95$, $3^m.20$ и $5^m.66$ соответственно. Для большинства же звезд величина поглощения находится в пределах от $0^m.5$ до $2^m.5$. Такое большое значение поглощения, возможно, обусловлено околовзвездным поглощением. Пылевая материя в ассоциациях Gem B 0.41 и Gem B 0.72 распределена неравномерно. Пыль отсутствует в пространстве между ассоциациями. Практически нет пыли внутри самих группировок (ассоциаций), расположенных дальше чем, 1 кпк.

1. *Введение.* Двойное скопление NGC 2175s - NGC 2175m расположено в плоскости Галактики в направлении антицентра и связано с HII-областью и молекулярным комплексом Шарплесс 252 (S252) [1]. Согласно [2], его диаметр равен около 20 пк ($0^{\circ}.5$ в проекции на небесную сферу) и находится в области очагов звездообразования. Уже в работах 1970-75 гг. [3-6] исследования этой области показали, что скопление имеет два ядра. Возраст этих скоплений оценивается в более чем три миллиона лет для NGC 2175s и один миллион лет для NGC 2175m. По оценке ряда исследователей [3,5-7] расстояние до этих скоплений соответственно равно 1.9 и 3.1 кпк.

На основании более точных UBV -данных в [2] определенно утверждается, что оба скопления находятся на одинаковом расстоянии 2.2 ± 0.3 кпк, а сами скопления входят в состав газопылевого и молекулярного комплекса S 252 с HII-зоной.

Нахождение комплекса S252 в области очагов звездообразования, его большая протяженность, обнаружение в его составе двойного скопления наводит нас на предположение о существовании также других физических группировок, в частности, группировок горячих звезд в направлении этого комплекса.

Для решения этого вопроса были использованы V , $(B-V)$ и $(U-B)$ данные из литературных источников [2-7] на площади неба в 1 кв. градус в направлении S 252 ($l=190^\circ$, $b=+0^\circ.6$). В итоге обнаружено 120 звезд ранних спектральных типов ярче $15^m.9$ в V -лучах, список которых приведен в табл.1 (порядковый номер и название звезды).

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

№ п/п	Звезда	№ п/п	Звезда	№ п/п	Звезда	№ п/п	Звезда
1	LS 20 15	31	NGC2175-32	61	LS20 29	91	NGC2175-135
2	LS 20 16	32	NGC2175-33	62	LS20 30 _{AB}	92	NGC2175-136
3	LS 20 17	33	NGC2175-40	63	HD42 707	93	NGC2175-138
4	LS 20 18	34	NGC2175-41	64	NGC2175-93	94	NGC2175-139
5	LS 20 19	35	NGC2175-43	65	NGC2175-94	95	NGC2175-140
6	LS 20 20	36	NGC2175-44	66	NGC2175-95	96	NGC2175-142
7	LS 20 21	37	NGC2175-45	67	NGC2175-96	97	NGC2175-143
8	LS 20 22a	38	NGC2175-46	68	NGC2175-97	98	NGC2175-145
9	LS 20 22b	39	NGC2175-49	69	NGC2175-98	99	NGC2175-147
10	S 252a	40	NGC2175-50	70	NGC2175-99	100	NGC2175-148
11	LS 20 23	41	NGC2175-53	71	NGC2175-100	101	NGC2175-149
12	LS 20 24	42	NGC2175-54	72	NGC2175-101	102	NGC2175-150
13	NGC2175-1	43	NGC2175-55	73	NGC2175-106	103	NGC2175-151
14	NGC2175-2	44	NGC2175-56	74	NGC2175-107	104	NGC2175-152
15	NGC2175-3	45	NGC2175-57	75	NGC2175-108	105	NGC2175-153
16	NGC2175-4	46	NGC2175-58	76	NGC2175-110	106	NGC2175-154
17	NGC2175-5	47	NGC2175-60	77	NGC2175-112	107	NGC2175-158
18	NGC2175-6	48	NGC2175-61	78	NGC2175-118	108	NGC2175-159
19	NGC2175-7	49	NGC2175-62	79	NGC2175-120	109	NGC2175-160
20	NGC2175-8	50	NGC2175-73	80	NGC2175-122	110	NGC2175-161
21	NGC2175-9	51	NGC2175-74	81	NGC2175-123	111	NGC2175-163
22	HD252464	52	NGC2175-76	82	NGC2175-124	112	NGC2175-164
23	NGC2175-11	53	NGC2175-77	83	NGC2175-125	113	NGC2175-165
24	NGC2175-12	54	NGC2175-78	84	NGC2175-126	114	NGC2175-166
25	NGC2175-15	55	NGC2175-80	85	NGC2175-127	115	NGC2175-167
26	NGC2175-20	56	NGC2175-82	86	NGC2175-129	116	NGC2175-168
27	NGC2175-21	57	LS20 25	87	NGC2175-131	117	NGC2175-169
28	NGC2175-25	58	LS20 26	88	NGC2175-132	118	HD252 381
29	NGC2175-28	59	LS20 27	89	NGC2175-133	119	HD252 382
30	NGC2175-29	60	LS20 28	90	NGC2175-134	120	HD252 409

В настоящей работе представлены результаты исследования пространственного распределения этих звезд и поглощающей материи в этом направлении.

2. *Метод исследования и использованный наблюдательный материал.* Исследование областей звездных групп выполнено с помощью UBV -данных [2-7], которые позволяют оценить спектральные

классы и классы светимостей звезд и выявить наличие физических группировок звезд данных типов.

Для решения поставленной задачи выполнена двухмерная спектральная МК-классификация на основе известных фотометрических методов [8-12] с использованием для этой цели не зависящих от межзвездного поглощения параметров Q [11] и D [12],

$$Q = (U - B) - 0.72(B - V), \quad (1)$$

$$D = 0.561 + 0.561Q, \quad (2)$$

Имея из наблюдений для каждой исследуемой звезды величины показателей цвета $(B - V)$ и $(U - B)$, можно по (1) и (2) определить величины параметров Q и D , затем, сравнивая полученные численные значения Q и D со значениями Q и D из табл.2 в работе [12], определить спектральные классы и классы светимостей, нормальные показатели цвета $(B - V)_0$, величины избытка цвета $E_{(B-V)}$, а также полное поглощение $A_V = 3.2E_{(B-V)}$ [2] исследуемых звезд. Значения абсолютных звездных величин M_V соответствующих спектральных классов взяты из [13].

Используя значения V , M_V и A_V определены модули расстояния

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

Номер		Sp [МК]	$E_{(B-V)}$	$V - M_V$	A_V
группы	звезды				
1		2	3	4	5
I	12	B3IV	0.38	9.14	1.22
	18	B8.5V	1.48	13.09	4.72
	63	B7.5-B8IV-V	0.49	8.94	1.57
	118	B7-V7.5V	0.55	10.24	1.76
II	19	B9III-IV	0.16	9.77	0.51
	36	B7.5-B8V	0.53	11.07	1.70
	37	B8V	0.60	10.92	1.92
	40	B7IV	1.46	14.29	4.67
	45	B8-B8.5IV-V	0.75	11.77	2.40
	101	A2V	0.50	10.97	1.60
III	13	B7V	0.53	11.54	1.70
	22	B7.5-B8IV	0.23	10.61	0.74
	28	B8V	0.47	11.70	1.50
	35	B2.5III-IV	0.32	11.07	1.01
	67	B7.5IV	0.67	12.46	2.16
	107	B9.5V	0.62	11.82	1.98
IV	43	B6.5IV-V	0.42	12.53	1.33
	47	B7-B7.5III-IV	0.98	14.22	3.14
	48	B8III	0.65	12.74	2.08
	49	B9.5-A0IV	0.39	11.78	1.25
	57	B2-B2.5IV	0.38	12.35	1.23
	61	B1.5V	0.50	12.47	1.60

Таблица 2 (продолжение)

	1	2	3	4	5
	64	A0.5-A1V	0.25	11.48	0.80
	83	B8IV	0.63	12.71	2.02
	85	A0.5V	0.34	11.70	1.09
	88	B7.5-B8V	0.95	14.15	3.04
	94	B5.5V	0.47	12.56	1.50
	95	B0V	1.86	17.01	5.95
	98	A0.5III-IV	0.30	12.15	0.96
	110	B8.5IV-V	0.49	12.28	1.55
	112	B8.5V	0.37	12.02	1.18
V	2	B0V	0.87	14.80	2.78
	3	B2.5V	0.56	13.84	1.79
	5	O6.5V	0.39	12.95	1.25
	8	B1.5III	0.72	14.33	2.29
	11	B2IV	0.71	14.11	2.27
	16	B2.5III	0.72	14.18	2.30
	27	B8V	0.53	13.78	1.70
	33	B5.5-B6V	0.70	13.89	2.26
	34	B4.5-B5V	0.74	13.85	2.35
	39	B6.5V	0.63	13.80	2.03
	42	B7-B7.5V	0.60	13.17	1.92
	44	B6-B6.5IV-V	0.73	13.87	2.34
	51	B6.5-B7IV	0.80	14.02	2.56
	52	B5V	0.66	13.77	2.11
	53	B8-B8.5V	0.39	12.64	1.25
	55	B8-B8.5V	0.75	14.09	2.40
	59	B1.5V	0.65	13.89	2.08
	60	B2.5IV	0.56	13.56	1.79
	62	B1.5-B2IV-V	0.73	13.96	2.34
	68	B4.5V	0.39	13.18	1.25
	71	A0III	0.31	13.12	0.99
	72	B9.5III	0.55	13.06	1.74
	75	B9-B9.5V	0.18	12.44	0.58
	76	B8-B8.5V	0.70	14.04	2.24
	78	A0III-IV	0.26	12.27	0.83
	80	B9.5V	0.34	12.79	1.07
	81	B8-B8.5V	0.56	13.40	1.79
	84	B9-B9.5IV	0.63	14.04	2.02
	86	A0.5III-IV	0.27	12.78	0.86
	87	B9V	0.84	14.59	2.69
	91	B8.5IV-V	0.62	13.30	1.98
	96	B9-B9III-IV	0.29	12.59	0.93
97	B8-B8.5IV-V	0.61	13.81	1.95	
99	B7-B7.5V	0.45	13.56	1.44	
102	A2III	0.26	12.32	0.83	
104	B9IV	0.60	13.70	1.92	
108	B8IV-V	0.47	12.94	1.50	
115	B6.5-B7III	0.54	13.64	1.72	
116	B8-B8.5III	0.47	13.14	1.50	
119	B6III	0.36	12.57	1.15	
120	B3IV	0.17	12.00	0.54	

Таблица 2 (окончание)

	1	2	3	4	5
VI	7	B1-B1.5IV	0.62	14.29	1.98
	9	B2III	0.71	14.73	2.27
	20	B3V	0.84	15.18	2.69
	23	B4V	1.04	15.86	3.33
	24	B9.5III	0.82	14.88	2.61
	29	B8V	0.55	14.14	1.76
	38	B7.5-B8IV	0.65	14.56	2.08
	46	B8-B8.5III	0.50	14.28	1.60
	50	B7-B7.5V	0.70	14.80	2.24
	58	B1.5IV-V	0.41	13.48	1.31
	65	A2III	0.23	13.36	0.74
	70	B6-B6.5V	0.56	14.11	1.78
	73	B4.5III-IV	0.55	13.97	1.74
	74	B4.5IV-V	0.58	14.41	1.86
	77	B1.5V	0.75	15.10	2.40
	82	A0-B9.5III-IV	0.80	15.23	2.56
	89	A0IV-V	0.40	13.83	1.28
105	B9.5-A0IV	0.50	13.90	1.60	
106	B8.5V	0.55	13.92	1.74	
111	B5V	0.53	14.00	1.70	
113	A0.5III	0.48	14.06	1.54	
117	B6-B6.5IV	0.63	14.27	2.02	
VII	1	B2.5IV	0.68	15.04	2.18
	4	B1.5-B2IV-V	0.45	14.73	1.42
	6	O9.5V	0.49	14.59	1.55
	10	O9.25-B0V	0.69	15.25	2.21
	14	B3IV	0.60	15.03	1.92
	15	B5III-IV	0.55	14.69	1.84
	25	B2.5IV	0.78	15.51	2.50
	26	B4.5-B5III	0.89	16.06	2.86
	30	B3IV-V	0.76	15.72	2.43
	32	B5III-IV	0.48	14.58	1.55
	54	B4.5IV-V	0.59	14.75	1.89
	56	B4.5-B5V	0.71	15.13	2.29
	79	B8.5III	0.25	13.67	0.78
103	B3.5IV	0.36	14.10	1.15	
114	B4IV	0.51	14.50	1.63	
VIII	17	B3III	0.64	15.52	2.05
	31	B4III	0.67	15.65	2.14
	92	B4.5-B5III	0.44	15.20	1.41
IX	66	B9II	0.62	16.13	1.98
	69	O9.5V	1.23	18.17	3.92
	100	B5IV	1.00	17.46	3.20
X	21	B1-B1.5V	1.00	17.79	3.20
	90	O6V	1.86	20.36	5.95
	93	B4.5IV-V	0.85	17.34	2.72
	109	O9.5V	1.77	20.19	5.66
	41	B6IV-V	1.94	11.79	6.21

$(V_0 - M_V)$ и $(V - M_V)$ и расстояние по известной формуле $\log d = 0.2[(V_0 - M_V) + 5]$ для каждой из исследуемых звезд.

В табл.2 последовательно приведены вышеотмеченные значения S_p (МК), $E_{(B-V)}$, $V - M_V$, A_V

3. *Пространственное распределение звезд в направлении S 252.* С помощью приведенных в табл.2 значений $E_{(B-V)}$ и $(V - M_V)$ построен график переменной экстинкции (рис.1) согласно соотношениям

$$(V - M_V) = (V_0 - M_V) + A_V \quad (3)$$

или

$$(V - M_V) = (V_0 - M_V) + 3.2 E_{(B-V)}. \quad (4)$$

На рис.1 ясно выделяются 10 отдельных группировок звезд с угловым коэффициентом 3.2, пересечение которых с осью ординат указывает на соответствующие модули расстояний звезд данной группы. Сами группы

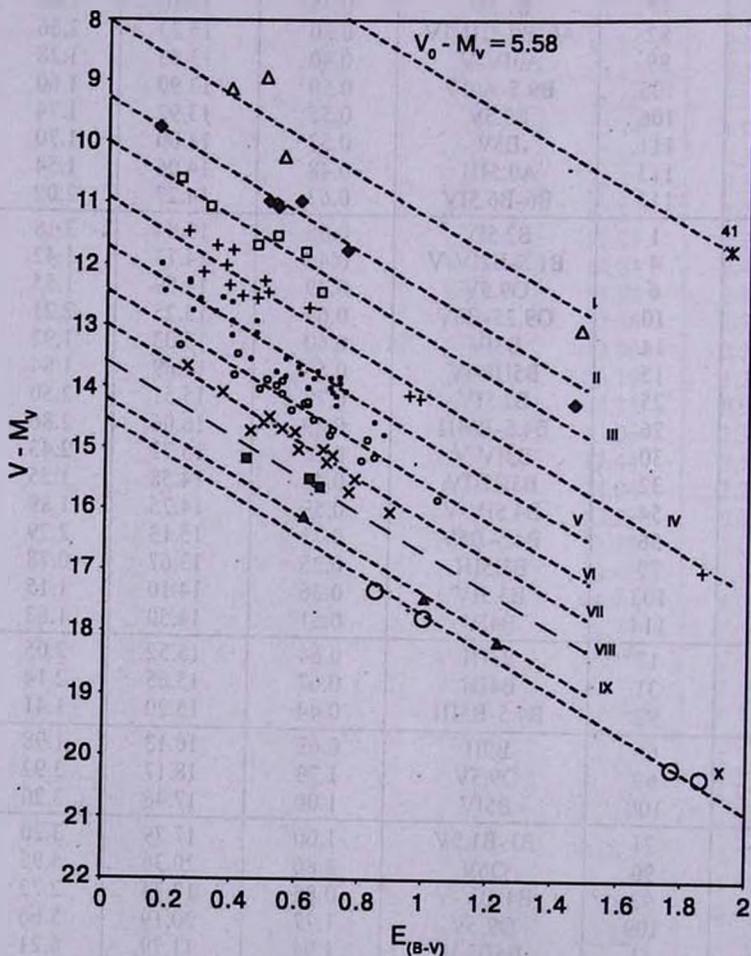


Рис.1. График переменной экстинкции

обозначены римскими цифрами I-X. Группы, члены которых обозначены различными знаками, расположены на расстояниях приблизительно 410, 720, 1000, 1500, 2200, 3100, 4000, 5200, 7000 и 8100 пк.

В состав первой группы входят 4 звезды спектрального класса от B3 до B8.5 (см. табл.2). Среднее расстояние этой группы равно около 410 пк, а средний модуль расстояния равен $8^m.04$. Дисперсия модулей расстояний членов этой группы небольшая - всего $\pm 0^m.3$, а дисперсия расстояний ± 60 пк. Группировка занимает область диаметром ~ 7 пк и, согласно классификации в [14,15], может быть причислена к звездным скоплениям типа В и, возможно, является В - ассоциацией.

В состав второй группы (с расстоянием ~ 720 пк) входят шесть звезд, спектральные классы которых находятся в пределах от B7 до B9 и A2. Дисперсия модулей расстояний членов второй группы $\sigma = \pm 0^m.15$. Согласно [14,15], эта группа представляет собой звездную ассоциацию типа В. Эта ассоциация (группа) с расстоянием 720 пк на небе занимает область диаметром ~ 13 пк.

Следующая группа, состоящая из шести звезд спектрального класса от B2.5 до B9, находится на расстоянии около 1000 пк. Дисперсия модулей расстояний членов этой группы небольшая - всего $\pm 0^m.2$. Судя по спектральным классам членов этой группы, она, очевидно, представляет собой звездную ассоциацию типа В [14,15]. Данная группа на небе занимает область ~ 17 пк.

Все три группировки располагаются в местном рукаве ($l = 190^\circ$, $b = 0^\circ.6$) и, возможно, входят в состав пояса Гулда. По-видимому, третья группировка является одной из наиболее далеких группировок местного рукава.

В состав четвертой группы входят 15 звезд. Средний модуль расстояния этой группы равен $10^m.91 \pm 0^m.23$, а расстояние $d = 1500 \pm 160$ пк. Три звезды (№95, 61 и 57) группы имеют спектральные типы B0.5, B1.5 и B2-B2.5, а остальные 12 звезд принадлежат сравнительно поздним типам от B5.5 до A0.5-A1. По-видимому, эта группа может представлять собой звездную ассоциацию типа OB [14,15]. Группа занимает область диаметром 26 пк.

41 звезда входит в состав пятой группы, находящейся на расстоянии около 2200 ± 230 пк ($V_0 - M_V = 11^m.75 \pm 0^m.24$), что хорошо согласуется с оценкой 2.2 ± 0.3 кпк [2]. Из табл.2 видно, что 9 звезд из этой группы имеют очень ранний спектральный класс O6.5 (№5), B0 (№2), B1.5 (№8 и 59), B1.5-B2 (№62), B2 (№11), B2.5 (№3, 16 и 60), из которых 6 звезд (№2, 3, 5, 8, 11 и 16) являются членами скоплений NGC 2175s и NGC 2175m. Диаметр группы равен 40 пк. Поэтому данная группа представляет собой звездную ассоциацию типа OB.

Отметим также, что из 41 звезды 29 входят в состав большого

скопления NGC2175m с расстоянием 2.15 кпк, а 12 - в состав небольшого скопления NGC 2175s с расстоянием 2.33 кпк.

Достаточно определенно выделяются еще две группировки (VI и VII), состоящие из 22 и 15 звезд соответственно.

В состав шестой группы входят звезды, спектральные типы которых находятся в пределах от B1-B1.5 до A2. В этой группе имеются три звезды с ранним спектральным классом B1-B1.5 (№7), B1.5 (№58) и B2 (№9). По-видимому, эта группа является звездной ассоциацией типа OB с модулем расстояния $V_o - M_v = 12^m.43 \pm 0.17$ и на расстоянии 3.06 ± 0.24 кпк. На небе эта группа занимает область диаметром около 53 пк.

В составе VII группы из 15 звезд три звезды имеют ранний спектральный тип: O9.5 (№6), O9.25-BO (№10), B1.5-B2 (№4). Следовательно, данная группа, возможно, является звездной ассоциацией типа OB, находящейся на расстоянии 4.0 ± 0.3 кпк (с модулем расстояния ($V_o - M_v$) = $13^m.01 \pm 0^m.16$). На небе она занимает область диаметром 70 пк.

Остальные 10 звезд входят в состав трех далеких группировок (VIII, IX и X), расположенных на следующих расстояниях; $d = 5.12 \pm 0.4$, 7 ± 0.2 и 8.1 ± 0.33 кпк. Модули расстояний ($V_o - M_v$) этих группировок соответственно равны $13^m.6 \pm 0^m.17$, $14^m.22 \pm 0^m.06$ и $14^m.54 \pm 0^m.09$.

В восьмую группировку входят три звезды, спектральные классы которых принадлежат к типам B1-B1.5, B4 и B5 соответственно. Так как одна из этих звезд (№17) имеет спектральный тип B1-B1.5 IV, то данная группа может рассматриваться как звездная ассоциация типа OB. Эта группа находится на расстоянии 5200 ± 400 пк и на небе занимает область диаметром около 90 пк.

В состав девятой группы входят 3 звезды спектрального класса B9 II (№66), O9.5 V (№69) и B5 IV (№100), поэтому данная группа, возможно, является ядром звездной ассоциации, или эти звезды являются яркими членами звездной ассоциации типа OB, находящейся на расстоянии 7 кпк и занимающей на небе область около 120 пк.

В состав десятой группы входят четыре звезды, имеющие спектральные типы O6V (№90), O9.5V (№109), B1-B1.5 V (№21) и B 4.5 IV-V (№93). Поэтому данная группа также может быть ядром звездной ассоциации типа OB. Дисперсия модулей расстояний членов этой группы небольшая, всего $\pm 0^m.09$, а дисперсия расстояний ± 0.33 кпк. На небе она занимает область около 140 пк.

В соответствии с предложенной в [16] новой системой обозначений (звездные ассоциации обозначаются не порядковым номером в данном созвездии, а расстоянием, выраженным в килопарсеках) обнаруженные нами ассоциации обозначены как Gem B0.41, Gem B0.72, Gem B1.0, Gem OB1.52, Gem OB2.22, Gem OB3.1, Gem OB4.0, Gem OB5.2, Gem

OB7.0 и Gem OB8.1.

3. *Пространственное распределение пылевой материи.* Просмотр графика переменной экстинкции (рис.1), на котором представлено распределение звезд в различных группах, позволяет сделать определенные выводы о наличии пылевой материи в направлении комплекса S 252.

Явно бросаются в глаза следующие интересные факты, говорящие о том, что распределение поглощающей материи в исследуемом направлении неравномерное. Значения поглощения (A_V) некоторых звезд, находящихся в одной группе и, следовательно, на одинаковых расстояниях, резко различаются по величине. С другой стороны, наоборот, имеются звезды, которые находятся на разных расстояниях от нас и также показывают большое различие в поглощении с той лишь разницей, что у далеких звезд поглощение значительно меньше, чем у близких. Приведем конкретные примеры.

В первой группе звезда №18 имеет поглощение $A_V = 4^m.72$, в то время как три другие звезды этой группы в среднем имеют поглощение, равное $1^m.51$.

Во второй группе наибольшее поглощение имеет звезда №40 ($A_V = 4^m.67$), а у остальных пяти звезд поглощение явно меньше и в среднем составляет $1^m.55$.

В четвертой группе три звезды №47 ($A_V = 3^m.14$), №88 ($A_V = 3^m.04$) и №95 ($A_V = 5^m.95$) показывают поглощение сравнительно большее, чем остальные звезды, величина поглощения которых находится в пределах от $0^m.8$ до $2^m.1$.

В девятой группе звезда №66 имеет сравнительно меньшее поглощение ($A_V = 1^m.98$), в то время как другие две звезды этой группы - номер 69 и 100 - показывают поглощение соответственно $3^m.94$ и $3^m.2$.

Наконец, в десятой группе две звезды (№90 и №109) имеют поглощение соответственно $A_V = 5^m.95$ и $A_V = 5^m.66$, а две другие звезды (№21 и №93) - $3^m.2$ и $2^m.72$.

Рассмотрим теперь те случаи, когда находящиеся непосредственно рядом (в проекции на небесную сферу) звезды имеют значительное различие в поглощении. При этом, как ни странно, ближайšie звезды имеют значительно большее поглощение, чем далекие. Приведем примеры.

Звезда №18, находящаяся на расстоянии всего 470 пк, имеет поглощение $4^m.72$, в то время как звезды №13, 20, 24, 28 и 29, находящиеся в непосредственной близости от нее, имеют соответственно $A_V = 1^m.7$, $2^m.7$, $2^m.6$, $1^m.5$ и $1^m.8$, а расстояния до них соответственно равны: 930, 3150, 2840, 1100 и 3000 пк.

Звезда №40, находящаяся на расстоянии всего 750 пк, имеет поглощение $A_V = 4^m.67$, в то время как звезды с номерами 6, 27, 35, 36,

39, 99 и 117, находящиеся в непосредственной близости от нее, имеют соответственно $A_v = 1^m.55$, $1^m.7$, $1^m.0$, $1^m.7$, $2^m.0$, $1^m.4$ и $2^m.0$, а их расстояния равны 4050, 2610, 1030, 750, 2260, 2650 и 2840 пк.

Звезды №47, 88 и 95, находящиеся соответственно на расстояниях 1640, 1670 и 1620 пк, имеют поглощение $A_v = 3^m.14$, $3^m.04$ и $5^m.95$, в то время как звезды №3, 4, 6, 48, 50 и 117, находящиеся в непосредственной близости от звезды №47, имеют поглощение $A_v = 1^m.8$, $1^m.4$, $1^m.55$, $2^m.10$, $2^m.24$ и $1^m.17$, а расстояния до них соответственно равны 2570, 4590, 4050, 2240, 3250 и 2840 пк.

В непосредственной близости от звезды №88 с расстоянием 1640 пк находятся звезды №3, 4, 84 и 93 и имеют поглощение $A_v = 1^m.8$, $1^m.4$, $2^m.0$ и $2^m.7$, а расстояния до них соответственно равны 2570, 4590, 2540 и 8390 пк.

В непосредственной близости от звезды №95 ($A_v = 5^m.95$, расстояние -1620 пк) находятся звезды с номерами 5, 10, 39 и 117 и имеют поглощение $A_v = 1^m.25$, $2^m.21$, $2^m.03$ и $2^m.02$, в то время как расстояния до них соответственно равны 2190, 4050, 2260 и 2840 пк.

Поглощение у звезды №90 ($A_v = 5^m.95$), находящейся на расстоянии около 7600 пк, как и у звезды №109 ($A_v = 5^m.66$, расстояние 8000 пк), больше, чем у звезд №93 ($A_v = 2^m.72$, расстояние 8390 пк) и №21 ($A_v = 3^m.20$, расстояние 8280 пк), находящихся рядом с ними. Отметим, что все четыре звезды принадлежат одной и той же группе номер X.

Звезда №2 имеет поглощение $A_v = 2^m.54$ и ее расстояние 2540 пк. А находящиеся вблизи ее звезды №74, 79, 92, и 93 имеют соответственно поглощение $1^m.86$, $0^m.78$, $1^m.41$ и $2^m.72$ и находятся дальше, чем №2 ($d = 3240$, 3780, 5780 и 8390 пк).

Звезда №87 имеет поглощение $A_v = 2^m.69$ и расстояние 2400 пк, рядом находящиеся звезды №86, 89 и 92 имеют соответственно $A_v = 0^m.86$, $1^m.28$ и $1^m.41$. Расстояния до них равны 2420, 3240 и 5780 пк.

Звезда №23 имеет поглощение $A_v = 3^m.33$ и расстояние 3210 пк, рядом находящиеся звезды №17, 31 и 32 имеют соответственно $A_v = 2^m.05$, $2^m.14$ и $1^m.55$. А расстояния до них 4940, 5030 и 4040 пк.

Звезда №26 имеет поглощение $A_v = 2^m.86$ и расстояние 4360 пк, рядом находящиеся звезды №4, 6, 21, 92 и 93 имеют соответственно $A_v = 1^m.42$, $1^m.55$, $3^m.20$, $1^m.41$ и $2^m.72$, а расстояния - 4590, 4050, 8280, 5730 и 8390 пк.

Звезда №20 имеет поглощение $A_v = 2^m.69$ и расстояние 3150 пк, рядом находящиеся звезды №14, 15, 17, 31 и 32 имеют соответственно $A_v = 1^m.92$, $1^m.84$, $2^m.05$, $2^m.14$ и $1^m.55$. Расстояния - 4190, 3720, 4940, 5030 и 4040 пк.

Звезда №24 имеет поглощение $A_v = 2^m.61$ и расстояние 2840 пк, а

рядом находящиеся звезды №14, 15 и 114 имеют соответственно $A_v = 1^m.92$, $1^m.84$ и $1^m.6$, расстояния - 4190, 3720 и 3750 пк.

Удивительные данные получены для звезды №41 = NGC 2175-53, которая не входит ни в одну из групп и является просто звездой фона. Из рис.1 видно, что она находится на расстоянии всего 130 пк и имеет самое большое поглощение среди 120 звезд - $A_v = 6^m.21$. Она расположена на небе в соседстве со звездами №5, 42, 43, 44, 56, 89, 92 и 119, расстояние до которых меняется от 1800 до 2400 пк, а их поглощение - от $1^m.15$ до $2^m.34$. Если межзвездное поглощение этих звезд пересчитать соответственно для расстояния звезды №41 (см. [17]), то среднее межзвездное поглощение для нее будет равно $0^m.12$. Следовательно, если исключить таким образом определенное межзвездное поглощение для звезды №41, то ее ОЗПМ окажется равным более шести величин!

Таким же способом можно рассчитать поглощение ОЗПМ и для остальных звезд. Подсчеты дают следующие результаты: наибольшее значение поглощения имеют звезды: №18 - $4^m.2$; №40 - $4^m.18$; №90 - $3^m.48$; №95 - $4^m.85$; №109 - $2^m.57$.

Эти данные, с одной стороны, не согласуются с принятыми в литературе данными о поглощении пылевой материи в Галактике. Известно, что распределение поглощающей пылевой материи имеет клочковатую структуру (Амбарцумян и Горделадзе [18]) и величина поглощения одного облака в среднем равна $0^m.25$ на килопарсек (Амбарцумян [19,20]). С другой стороны, известно, что в Галактике наблюдаются также облака очень малых размеров, дающих ослабление от $1^m.5$ до $5^m.0$ и даже 10^m (Мартынов [21]). Они носят название *глобулы* с размерами всего лишь до 0.5 пк.

Для объяснения наших результатов по обнаружению ОЗПМ для некоторых вышеотмеченных звезд (в частности для звезды номер 41) можно предположить два варианта: либо на них проектируется глобула, что маловероятно, либо излучение этих звезд ослаблено непосредственно генетически связанной с ними околозвездной пылевой материей.

Для остальных же звезд поглощение ОЗПМ равно: для №2 - $2^m.04$; №20 - $1^m.32$; №23 - $2^m.04$; №24 - $1^m.30$; №26 - $1^m.59$; №47 - $2^m.12$; №69 - $1^m.59$; №87 - $1^m.89$; №88 - $2^m.15$ и для №100 - $1^m.47$.

Таким образом, у вышеуказанных звезд наблюдаемое поглощение излучения обусловлено как межзвездной, так и околозвездной пылевой материей.

5. Заключение. Исследование распределения 120 звезд спектральных классов O-B-A2 в области звездного скопления NGC2175 размером 1 кв. градус дает нам право сделать следующие выводы:

- В данном направлении обнаружено десять звездных ассоциаций (группировок). Три из них определенно являются ассоциациями типа

B, а семь - типа OB, которые расположены на расстояниях 410, 720, 1000, 1500, 2220, 3100, 4000, 5200, 7000 и 8100 пк.

- Звездные скопления NGC 2175m и NGC 2175s входят в состав ассоциации Gem OB 2.22 и находятся на одинаковых расстояниях.

- Пылевая материя в ассоциациях распределена неравномерно и клочковато. В пространстве между ассоциациями пыль практически отсутствует.

- Поглощение звезд в группировках, от первой до восьмой, находится в основном в пределах от $0^m.5$ до $2^m.4$. Это означает, что поглощение во всех этих областях (группировках) обусловлено пылевым облаком, расположенным на расстоянии не более 720 пк.

- Практически нет пыли в пространстве тех звездных группировок, которые находятся дальше 720 пк, т.е. пыль отсутствует в ассоциациях, находящихся на расстояниях от 1000 до 5200 пк. Это следует из того факта, что у звезд №17, 31, 66 и 92, расположенных на расстоянии от 5.2 до 7 кпк, поглощение A_V почти такое же (от $1^m.4$ до $2^m.7$), как и у звезд двух близких ассоциаций ($d=0.41$ и 0.72 кпк, а $A_V=1^m.2-2^m.4$).

- Необычно большое поглощение ($6^m.21$) наблюдается у звезды №41 = NGC 2175-53, расположенной на относительно близком от нас расстоянии - всего 130 пк.

- Предполагается, что у 16 звезд (№2, 18, 20, 23, 24, 26, 40, 41, 47, 69, 87, 88, 90, 95, 100 и 109) наблюдается сравнительно большое поглощение ОПЗМ в цвете V ($A_V=2^m.04, 4^m.20, 1^m.32, 2^m.04, 1^m.30, 1^m.59, 4^m.18, 6^m.12, 2^m.12, 1^m.59, 1^m.89, 2^m.15, 3^m.48, 4^m.85, 1^m.47$ и $2^m.57$ соответственно).

Приведенные в этой работе результаты подтверждают представление, что Солнечная система находится недалеко от одного из рукавов нашей Галактики, а, возможно, и в самом рукаве.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А Амбарцумяна,
Армения, e-mail khache@bao.sci.am

THE DISTRIBUTION OF EARLY TYPE STARS IN THE DIRECTION OF STELLAR GLUSTER NGC 2175

E.YE.KHACHIKIAN, R.Kh.HOVHANESSIAN, R.A.EPREMIAN

On the base of V, (B-V) and (U-B) data the distribution of 120 stars of early spectral classes and absorbing matter in the direction of the stellar clusters NGC 2175m and NGC 2175s (the complex S 252) is studied. Ten groups of stars (stellar associations) are detected at the distances 410, 720,

1000, 1500, 2200, 3100, 4000, 5200, 7000 and 8100 pc. The three of them turned out to be B - associations situated at the distances of 410, 720 and 1000 pc. The other seven are OB associations. These ten associations were named as Gem B 0.41, Gem B 0.72, Gem B 1.0, Gem OB 1.5, Gem 2.2, Gem OB 3.1, Gem OB4.0, Gem OB 5.2, Gem OB7.0 and Gem OB 8.1. The estimated absorption in the V colour (A_v) for the stars №2, 18, 20, 23, 24, 26, 40, 41, 47, 69, 87, 88, 90, 95, 100 and 109 are equal $2^m.78$, $4^m.72$, $2^m.69$, $3^m.33$, $2^m.61$, $2^m.86$, $4^m.67$, $6^m.21$, $3^m.14$, $3^m.92$, $2^m.69$, $3^m.04$, $5^m.95$, $5^m.95$, $3^m.20$ and $5^m.66$ accordingly. For the majority of the stars the estimated absorption is changed between $0^m.5$ up to $2^m.5$. The dust in the nearby associations Gem B 0.41 and Gem B 0.72 is distributed nonuniformly. Dust matter is absent in the space between associations. Practically the dust in the inner region of associations farther than 1 kpc has been not detected.

Key words: (*Galaxy*): open clusters and associations: individual:NGC 2175

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Sharpless*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 4, 257, 1959.
2. *L.K.Haikala*, *Astron. Astrophys.*, 294, 89, 1995.
3. *U.Haug*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1, 35, 1970.
4. *S.Pismis*, *Bull. Observ. Ton. Y. Tac.*, 5, 219, 1970.
5. *R.Garnier, M.C.Lortet-Zuckermann*, *Astron. Astrophys.*, 14, 408, 1971.
6. *G.L.Grasdelen, L.Carrasco*, *Astron. Astrophys.*, 43, 259, 1975.
7. *J.C.Mermilliod, M.Mermilliod*, *Catalog of Mean UBV Data on Stars*, Springer-Verlag-New York, Inc., 1994.
8. *H.L.Jonson, W.W.Morgan*, *Astrophys. J.*, 114, 522, 1951; 117, 313, 1953.
9. *W.W.Morgan, D.L.Harris, H.L.Johnson*, *Astrophys. J.*, 118, 92, 1953.
10. *H.L.Johnson, W.W.Morgan*, *Astrophys. J.*, 122, 142, 1955.
11. *В.Стражис*, Многоцветная фотометрия звезд, Моклас, Вильнюс, 1977.
12. *Р.Х.Оганесян*, *Астрофизика*, 47, 589, 2004.
13. *D.M.Gottlieb*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 38, 287, 1978.
14. *Б.Е.Маркарян*, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, 5, 3, 1950.
15. *Г.М.Товмасын*, *Астрофизика*, 35, 373, 1991.
16. *Н.М.Товмассян, Р.Кх.Новханнессян, Р.А.Епремян, Д.Хугуенин*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 100, 501, 1993.
17. *Р.Х.Оганесян, Р.А.Епремян*, *Астрофизика*, 41, 409, 1998.
18. *В.А.Амбарцумян, Ш.Г.Горделадзе*, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, 2, 37, 1938.
19. *В.А.Амбарцумян*, *Transaction, IAU*, 7, 452, 1950.
20. *В.А.Амбарцумян*, *Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв.*, 4, 17, 1940.
21. *Д.Я.Мартынов*, *Курс общей астрофизики*, Наука, М., 1988.

УДК: 524.3:520.34

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИВЫХ БЛЕСКА V448 ЛЕБЕДЯ С УЧЕТОМ ГЕОМЕТРИИ РОША

М.И.КУМСИАШВИЛИ¹, Н.Т.КОЧИАШВИЛИ¹, Г.ДЖУРАШЕВИЧ²

Поступила 3 августа 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

В статье проанализированы трехцветные фотоэлектрические *UBV* кривые блеска тесной двойной системы V448 Лебеда, полученные в Абастуманской астрофизической обсерватории с помощью нового кода Джурашевича. Вместе с тем, в последнее время в литературе появилось новое отношение масс компонентов, которое является фундаментальным параметром при определении абсолютных элементов системы. Полученные нами параметры значительно отличаются от ранее опубликованных вследствие применения нового значения отношения масс компонентов. Положение компонентов V448 Лебеда на диаграмме масса - $\log g$ показывает, что система, подобно XZ Сер и V382 Суг, находится в фазе после быстрого обмена масс.

1. *Введение.* Анализ фотоэлектрических наблюдений V448 Лебеда, проведенных в Абастуманской астрофизической обсерватории [1-3], и сравнение результатов этих фотоэлектрических наблюдений со спектральными данными других авторов [4] привели нас к заключению о необходимости обработки нашего наблюдательного материала современными неклассическими методами, которые интенсивно развивались в последние годы. Кроме того, в последнее время было уточнено значение отношения масс компонентов [5], которое является фундаментальным параметром при определении абсолютных элементов системы.

Анализ фотоэлектрических наблюдений привел нас к выводу о возможности существования протяженной полупрозрачной оболочки вокруг главной звезды [1]. В работе [4] мы показали, что наибольшее влияние газовые потоки оказывают на кривую блеска в фазовом интервале $0^{\circ}.5-1^{\circ}.0$. Аналогичное заключение было сделано на основе спектроскопических данных других авторов, которые указывают на сложный характер перетекания газовых потоков в системе V448 Лебеда [6,7].

Мы решили проанализировать наши кривые блеска с помощью метода Джурашевича. Этот метод представляет собой обратную задачу решения кривых блеска для модели Роша с двумя горячими участками, расположенными в противоположных сторонах массивного компонента. Такое допущение вполне приемлемо как по нашим фотометрическим данным, так и по спектральным данным других авторов.

2. *Описание методики.* Для анализа асимметричных кривых блеска мы использовали новую версию [8] кода Джурашевича [9], основанную на модели Роша и принципах Вильсона и Девиннея [10]. Анализ кривых блеска был сделан с использованием метода обратной задачи [11], основанного на модифицированном алгоритме Маркардта [12]. Оптимальные модельные параметры получаются минимизацией $\sum(O-C)^2$, где $O-C$ - разница между наблюдаемой (LCO) и синтетической (LCC) кривыми блеска для данной орбитальной фазы. Минимизация Σ осуществляется методом последовательных приближений модельных параметров. Некоторые из этих параметров могут быть определены априори независимым путем, тогда как остальные находятся решением обратной задачи. Таким образом, метод обратной задачи дает нам оценки параметров системы и их стандартные ошибки.

Согласно этому методу, размер звезды в указанной модели определяется с помощью коэффициентов заполнения критических полостей Роша $F_{h,c}$ главного и вторичного компонентов соответственно, которые показывают, до какой степени компоненты системы заполняют свои соответствующие критические полости. Индексы h и c относятся к горячему и холодному компонентам. В случае синхронного вращения компонентов эти коэффициенты выражаются через отношение полярных радиусов звезд $R_{h,c}$ к соответствующим полярным радиусам критических полостей Роша, т.е.

$$F_{h,c} = R_{h,c} / R_{Roche_{h,c}}.$$

При анализе кривых блеска мы избегали несколько спорную практику образования нормальных точек и включали все наблюдения. Для достижения более надежных оценок модельных параметров в программе анализа кривых блеска мы применяли достаточно плотную координатную сетку, имеющую $72 \times 144 = 10368$ индивидуальных элементарных ячеек для одной звезды. Интенсивность и угловое распределение излучения индивидуальных ячеек определяются с помощью звездной эффективной температуры, потемнения диска к краю, гравитационного потемнения и эффекта отражения в системе.

Для отношения масс компонентов мы использовали новое пересмотренное значение $q = m_c / m_h = 0.555$, определенное Харрисом и др. [5] из решения кривых лучевых скоростей. Исходя из спектрального типа O 9.5 температура горячего компонента была принята равной $T_h = 30000$ К.

Следуя фон Цейпелю [13] и Раферту и Твигу [14], за коэффициенты гравитационного потемнения были приняты $\beta_{h,c} = 0.25$, соответственно звездной температуре. Эти значения соответствуют закону фон Цейпеля для полностью излучающих оболочек. Следовательно, для альbedo компонентов по тому же критерию мы приняли значения $A_{h,c} = 1.0$, соответствующие полному переизлучению.

Чтобы избежать возможного отрицательного влияния неправильной оценки коэффициентов потемнения диска к краю на другие параметры в обратной задаче, в настоящей работе были использованы нелинейные законы потемнения диска к краю. Согласно Ван Хамме [15], чьи таблицы мы использовали, в этой программе применялось приближение квадратного корня для звезд горячее 8000°K .

Эти приближения могут быть записаны в следующей форме:

$$I_\lambda(\mu) = I_\lambda(1) \left(1 - c_\lambda(1 - \mu) - d_\lambda(1 - \sqrt{\mu}) \right), \quad (1)$$

где c_λ и d_λ представляют собой удельные коэффициенты квадратного корня потемнения к краю в соответствующей полосе пропускания и $\mu = \cos \gamma$. $I_\lambda(1)$ - удельная интенсивность в этой полосе пропускания в центре звездного диска, а γ - угол между лучом зрения и направлением выходящего потока. Величины коэффициентов потемнения к краю в каждом приближении получаются из современных значений эффективной температуры звезды T_\star и ускорения силы тяжести на поверхности звезды $\log g$ с помощью билинейной интерполяции [16] по таблицам Ван Хамме [15].

Мы ожидали, что взаимные приливные эффекты синхронизируют вращательные и орбитальные периоды звезд системы. Поэтому в обратной задаче мы приняли $f_{h,c} = \omega_{h,c} / \omega_k = 1.0$ для коэффициентов несинхронного вращения, где $f_{h,c}$ - отношение угловой скорости вращения $\omega_{h,c}$ к скорости кеплеровского орбитального обращения ω_k . Представленные здесь результаты были получены в приближении черного тела для излучения компонентов системы.

Итерационный процесс оптимизации сходится очень быстро к полуразделенной конфигурации. После предварительного анализа кривых блеска мы получаем более холодный вторичный компонент, заполняющий свою критическую полость Роша, и более горячий главный компонент, находящийся довольно глубоко в своей критической полости Роша. Из-за незначительной асимметрии кривых блеска и небольшого различия в высотах последовательных максимумов логично предположить о существовании активного горячего участка в экваториальной области более массивного главного компонента. Этот участок, вероятно, является результатом падения газовой струи, с помощью которой осуществляется перенос материи со вторичного компонента через точку Лагранжа L_1 на главный. В нашей программе эта активная область аппроксимируется круглым пятном с температурным контрастом относительно окружающей фотосферы $A_s = T_s / T_\star$, угловым радиусом θ_{s1} , долготой λ_s и широтой φ_s центра пятна. Долгота λ_s отсчитывается по часовой стрелке от оси X , линии, соединяющей центры звезд, в пределах $0^\circ - 360^\circ$, если смотреть с "северного" полюса. Широта φ_s отсчитывается от 0° на экваторе звезды (орбитальная плоскость) до $+90^\circ$ к "северному" ($+Z$) и до -90°

к "южному" (-Z) полюсу.

После достижения первой сходимости мы включаем в итерационный процесс оптимизации также свободные параметры, относящиеся к пятнам. Так как с газовой динамикой в системе сталкиваемся в основном в орбитальной плоскости, можно допустить, что широта горячего участка $\varphi_S = 0^\circ$, что уменьшает число свободных параметров в обратной задаче анализа кривых блеска.

Таблица

АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ V448 Cyg

Величина	U-фильтр	B-фильтр	V-фильтр
n	545	545	545
$\Sigma(O-C)^2$	1.6165	0.5687	0.7550
σ	0.0545	0.0323	0.0372
$q = m_c/m_h$	0.555		
T_h	30000		
$\beta_h = \beta_c$	0.25		
$A_h = A_c$	1.00		
$f_h = f_c$	1.00		
A_{S1}	2.04 ± 0.05	2.03 ± 0.04	2.02 ± 0.05
θ_{S1}	30.7 ± 0.8	30.5 ± 0.6	30.8 ± 0.8
λ_{S1}	267.9 ± 2.5	268.3 ± 1.8	268.8 ± 2.3
φ_{S1}	0.0	0.0	0.0
A_{S2}	1.54 ± 0.02	1.54 ± 0.02	1.55 ± 0.02
θ_{S2}	60.0 ± 1.5	58.8 ± 1.0	59.1 ± 1.2
λ_{S2}	100.5 ± 1.8	100.0 ± 1.2	99.2 ± 1.6
φ_{S2}	0.0	0.0	0.0
T_c	21060 ± 174	21355 ± 130	21307 ± 178
F_h	0.370 ± 0.004	0.367 ± 0.002	0.368 ± 0.003
F_c	1.000 ± 0.005	1.000 ± 0.003	1.000 ± 0.003
i	89.7 ± 11.9	89.5 ± 6.8	89.9 ± 7.7
c_h	-0.098	-0.134	-0.130
a_h	0.638	0.678	0.615
c_c	-0.030	-0.080	-0.105
d_c	0.644	0.717	0.679
Ω_h	7.211	7.276	7.253
Ω_c	2.980	2.980	2.980
R_h	0.150	0.149	0.149
R_c	0.308	0.308	0.308
$L_h/(L_h + L_c)$	0.370	0.336	0.320
$M_h [M_\odot]$	25.26 ± 0.03		
$M_c [M_\odot]$	14.02 ± 0.03		
$R_h [R_\odot]$	7.47 ± 0.08		
$R_c [R_\odot]$	16.42 ± 0.03		
$\log g_h$	4.09 ± 0.03		
$\log g_c$	3.15 ± 0.03		
M_{bol}^h	-6.73 ± 0.04		
M_{bol}^c	-6.95 ± 0.06		
$a_{orb} [R_\odot]$	49.87 ± 0.04		

Примечания к табл.1. n - число наблюдений, $\sum(O-C)^2$ - окончательные суммы квадратов разностей между наблюдаемыми и синтетическими кривыми блеска, σ - стандартное отклонение наблюдений, $q = m_c/m_h$ - отношение масс компонентов, T_{hc} - температуры более горячего главного и более холодного вторичного компонентов, β_{hc} , A_{hc} , $f_h = f_c$ - коэффициенты гравитационного потемнения, альbedo и коэффициенты несинхронного вращения более горячего главного и более холодного компонентов соответственно, $A_{\Sigma 52} = T_{\Sigma 52}/T_h$ - температурные коэффициенты пятен, $\theta_{51,52}$; $\lambda_{51,52}$ и $\varphi_{51,52}$ - угловые размеры горячих пятен, их долготы и широты (в градусах дуги), F_{hc} - коэффициенты заполнения для критических полостей Роша компонентов, i - наклонение орбиты (в градусах дуги), c_{hc} , d_{hc} - нелинейные коэффициенты потемнения диска компонентов к краю (закон квадратного корня), Ω_{hc} - безразмерные поверхностные потенциалы компонентов, R_{hc} - полярные радиусы звезд в единицах расстояния между центрами компонентов, $L_h/(L_h + L_c)$ - светимость более горячей звезды (включая пятна), $M_{hc}/[M_\odot]$, $R_{hc}/[R_\odot]$ - массы и средние радиусы звезд в солнечных единицах, $\log g_{hc}$ - логарифмы эффективного ускорения силы тяжести звезд, M_{bol}^{hc} - абсолютные болометрические величины компонентов V448 Лебеда и $a_{ms}[R_\odot]$ - большая полуось орбиты в единицах солнечного радиуса.

Относительно хорошее согласие с наблюдениями было достигнуто в предположении наличия значительного по размерам горячего участка на поверхности более массивной (горячей) звезды ($A_{51} = T_{51}/T_h \sim 2$, $\theta_{51} \sim 31^\circ$ и $\lambda_{51} \sim 268^\circ$). Степень согласия с наблюдениями можно улучшить допуском дополнительной активной области на поверхности более массивной (горячей) звезды. Оптимальное решение обратной задачи (см. табл.1) дает эту дополнительную активную область в виде горячего участка в экваториальной зоне звезды ($A_{52} = T_{52}/T_{hot} \sim 1.55$, $\theta_{52} \sim 59^\circ$ и $\lambda_{52} \sim 100^\circ$). Этот участок расположен в том месте на поверхности звезды, которое почти противоположно первому. Физическая природа этого дополнительного участка не ясна.

Следует сказать, что модель с аккреционным диском вокруг главного компонента [17] также может быть использована при интерпретации наблюдаемых кривых блеска системы. Эта модель также требует двух активных горячих участков, расположенных на противоположных боковых сторонах диска. Но здесь мы опять сталкиваемся с проблемой правдоподобности указанной модели с физической точки зрения.

3. *Результаты анализа кривых блеска.* Параметры, полученные из анализа кривых блеска, приведены в табл.1. Первые три строки таблицы дают число наблюдений n , окончательные суммы квадратов разностей наблюдаемых (LCO) и синтетических (LCC) кривых блеска

$$\sum_{i=1}^n (O_i - C_i)^2 \text{ и стандартные отклонения этих разностей } \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (O_i - C_i)^2}{(n-1)}}.$$

В табл.1 даны также характеристики пятна (температурный коэффициент пятна $A_S = T_S/T_{hot}$, угловой радиус θ_S и долгота λ_S). Определение этих параметров основано на одновременной подгонке к имеющимся кривым блеска в фотометрических полосах U , B , V .

Наконец, в табл.1 мы представляем некоторые абсолютные параметры двойной звезды V448 Cyg. Они были получены из отношения масс

компонентов $q = m_{cool} / m_{hot} = 0.555$. Погрешности оценок параметров появляются из-за применения нелинейного метода наименьших квадратов, на котором основан метод обратной задачи. Наши оценки погрешностей этих параметров выведены из формальных погрешностей, возникающих

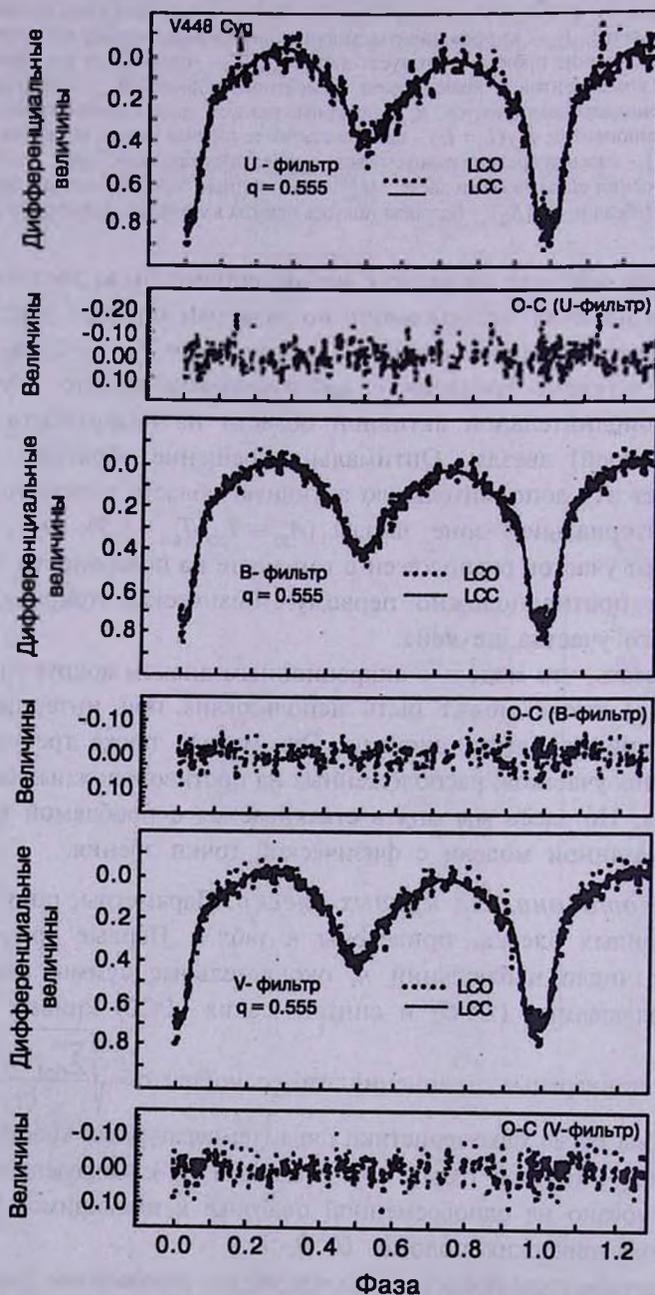


Рис.1. Наблюдаемые и синтетические кривые блеска тесной двойной системы V448 Cyg.

из-за использования нелинейного метода анализа кривых блеска, и из различий индивидуальных U -, B - и V - решений. С учетом погрешностей исходных параметров модели, которые рассматриваются как фиксированные в методе обратной задачи, действительные погрешности параметров будут определено больше (приблизительно в 2-3 раза). Основной вклад вносят значительные погрешности в определении эффективной температуры главного компонента на основе его спектрального типа. Поэтому погрешность температуры вторичного компонента значительно больше табличных значений, полученных в предположении, что температура главного компонента является точной. Учтены также погрешности определения звездных радиусов (через коэффициенты заполнения), погрешности же масс не учитываются, хотя они, конечно, вносят вклад в действительную точность определения параметров системы. Таким образом, действительные планки погрешностей оценок параметров могут оказаться больше величин, данных в табл.1.

Если сравнить полученные величины фундаментальных параметров системы ($M_{hot} \sim 25 M_{\odot}$ и $M_{cool} \sim 14 M_{\odot}$ при $q=0.555$) с ранее опубликованными значениями, то можно заметить значительные различия, которые являются результатом применения различных значений отношения масс компонентов.

На рис.1 показана оптимальная подгонка синтетических кривых блеска (LCC), полученных решением обратной задачи для индивидуальных кривых блеска, к наблюдательным (LCO). Даны также конечные разности ($O-C$) между наблюдаемыми и оптимальными синтетическими кривыми блеска. Кривые блеска нормированы относительно светимости в орбитальной фазе 0.25.

4. *Модель системы V448 Cyg.* На рис.2 дано изображение модели Роша для системы V448 Cyg, полученное с помощью параметров, определенных из анализа кривых блеска. Этот рисунок дает представление о

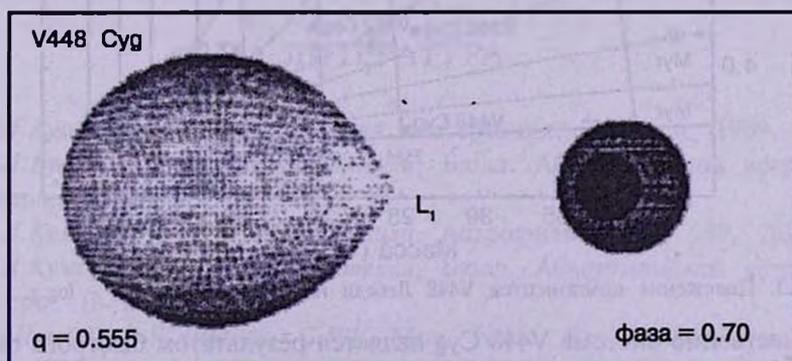


Рис.2. Модель V448 Cyg в орбитальной фазе 0.70.

том, как могла бы выглядеть тесная двойная система в орбитальной фазе 0.70.

Как видно, модель достаточно сложна. Дело в том, что поведение кривой блеска в максимумах не удается хорошо описать без предположения о наличии горячих пятен, расположенных на противоположных сторонах главного компонента. Более горячий и меньший по размеру участок можно интерпретировать как результат падения газового потока со звезды, заполняющей полость Роша. Другой горячий участок на противоположной стороне звезды с меньшей температурой и большим размером, вероятно, возникает из-за какого-то перераспределения энергии на поверхности звезды.

Следует отметить, что полученные значения ускорения силы тяжести хорошо согласуются с данными других авторов [5].

5. *Заключение.* По полученным данным мы попытались определить место компонентов V448 Лебеда на диаграмме масса $\log g$ (рис.3), на которой нанесены также эволюционные треки (сплошные линии) и изохроны (штрихованные линии) для одиночных звезд из работы Шеллера и др. [18]. Положения на диаграмме главного (квадратик) и вторичного (треугольник) компонентов показывают, что V448 Лебеда, как и другие подобные системы (XZ Cep, V382 Cyg) находится в фазе после быстрого обмена масс.

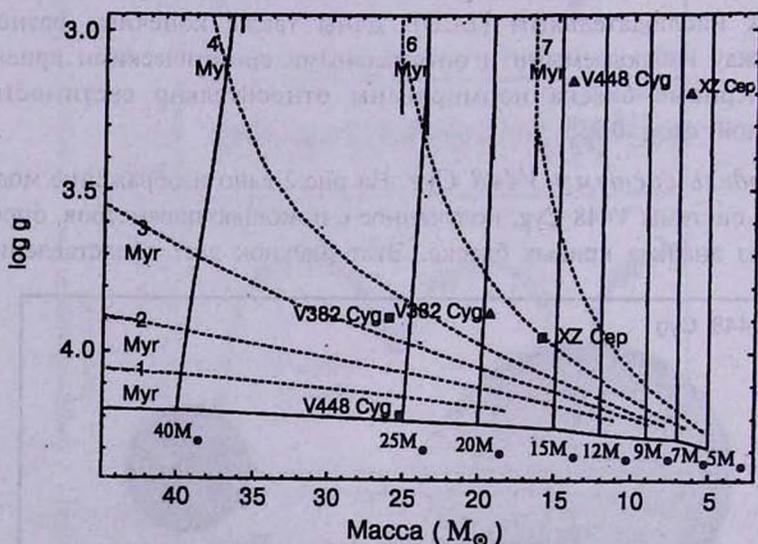


Рис.3. Положение компонентов V448 Лебеда на диаграмме масса - $\log g$.

Качественно система V448 Cyg является результатом быстрого обмена масс в позднем случае А или раннем случае В, когда происходит

значительно более медленное перетекание вещества со вторичного компонента на главный.

¹ Грузинская национальная астрофизическая обсерватория
им. академика Е.К.Харадзе, e-mail: mzcherkez@yahoo.com,
dianoz@yahoo.com

² Астрономическая обсерватория, Белград,
Сербия, e-mail: gdjurasevic@aob.bg.ac.yu

RESULTS OF AN ANALYSIS OF PHOTOELECTRIC LIGHT CURVES OF V448 CYG TAKING INTO ACCOUNT THE ROCHE GEOMETRY

M.I.KUMSIASHVILI¹, N.T.KOCHIASHVILI¹, G.DJURAŠEVIĆ²

Three-colour photoelectric *UBV* light curves of the close binary system V448 Cyg obtained at the Abastumani Astrophysical Observatory are analyzed by a new version of the Djurašević code. Having used a revised value of the mass ratio of the components of the system, we obtained new values of the absolute elements of the system V448 Cyg, which are significantly different from the previous ones. The location of the components of V448 Cyg in the mass - logg plane shows that the binary system like XZ Cep and V382 Cyg is in the stage after rapid mass transfer.

Key words: (stars:) binaries: close: individual: V448 Cyg

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И.Кумсиашвили, Кандидатская диссертация, Тбилиси, 1969.
2. М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв., 76, 2003.
3. М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили, Астрофизика, 46, 249, 2003.
4. М.И.Кумсиашвили, Н.Т.Кочиашвили, Бюлл. Абастуманской астрофиз. обсерв., (в печати).
5. T.J.Harries, R.W.Hilditch, G.Hill, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 285, 277, 1997.
6. Л.В.Глазунова, В.Г.Каретников, С.В.Куценко, Астрон. ж., 63, 702, 1986.

7. Г.В.Волкова, Л.В.Глазунова, А.Е.Тарасов, *Астрон. ж.*, **70**, 91, 1993.
8. G.Djurašević, M.Zakirov, A.Hojaev, G.Arzumanyants, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **131**, 17, 1998.
9. G.Djurašević, *Astrophys. Space Sci.*, **196**, 241, 1992.
10. R.E.Wilson, E.J.Devinney, *Astrophys. J.*, **166**, 605, 1971.
11. G.Djurašević, *Astrophys. Space Sci.*, **197**, 17, 1992.
12. D.W.Marquardt, *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, **11**, №2, 431, 1963.
13. H.Von Zeipel, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **84**, 702, 1924.
14. J.B.Rafert, L.W.Twigg, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **139**, 78, 1980.
15. W. Van Hamme, *Astron. J.*, **106**, 2096, 1993.
16. W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling, B.P.Flannery, *Numerical Recipes in Fortran, The Art of Scientific Computing, Second Edition*, Cambridge Univ. Press, New York, 120, 1992.
17. G.Djurašević, *Astrophys. Space Sci.*, **240**, 317, 1996.
18. G.Schaller, D.Schaerer, G.Meynet, A.Maeder, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **96**, 269, 1992.

УДК: 524.31.084

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЕЛОГО КАРЛИКА
С ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, А.А.САДОЯН

Поступила 4 августа 2004

Белый карлик, вращающийся с максимальной угловой скоростью, может принимать форму трехосного эллипсоида из-за вращения и наличия гор на поверхности. Такой объект излучает гравитационные волны на частоте 2Ω , где Ω - угловая скорость вращения, а источником энергии излучения является кинетическая энергия вращения. Показано, что гравитационные волны от быстровращающихся белых карликов на среднем расстоянии 50 пк от земного наблюдателя имеют амплитуду порядка 10^{-24} , что делает возможным их детектирование приборами нового поколения. Рассмотрено также гравитационное излучение пульсирующего белого карлика с шероховатой поверхностью. Показано, что квазирадиальные пульсации белого карлика являются долгоживущими, т.е. однократно возмущенный белый карлик будет излучать гравитационные волны в течение всего времени жизни.

1. *Введение.* Известные до сих пор детекторы гравитационного излучения на основе земных (LIGO и Virgo) и космических (LISA) интерферометров покрывают довольно большой спектр частот излучения: от 10^{-9} Гц до 10^4 Гц. Однако существует некоторая щель в диапазоне $0.1\text{ Гц} + 10\text{ Гц}$ между рабочими частотами этих детекторов. В связи с этим планируется ввести в строй детекторы нового поколения, способные регистрировать гравитационные волны с частотами в вышеуказанном узком интервале. Поэтому возрос интерес к таким источникам, которые излучают гравитационные волны в диапазоне частот от 0.1 Гц до 10 Гц .

Как известно, максимальные частоты вращения и частоты пульсаций белых карликов имеют значения порядка $\sim 1\text{ Гц}$ [1], что делает их хорошими кандидатами как источников гравитационного излучения. Ранее возможность гравитационного излучения пульсациями вращающегося белого карлика рассматривалась в работе [2], где вычислены интенсивность и характерное время затухания такого излучения. Как показано в этой работе, пульсации белого карлика затухают за время порядка 10^4 лет, и, следовательно, необходимо указать источник энергии для их непрерывного поддержания. Один из возможных источников энергии гравитационного излучения белого карлика предложен в работе [3]. В этой работе впервые рассматривалось замедление намагниченного белого карлика магнитодипольным излучением, а источником гравитационного излучения служила деформационная энергия замедляющейся звезды. Известно, что вращающаяся звезда более

сплюснута, и поверхности равной плотности представляют собой эллипсоиды вращения. При замедлении звезда стремится принять более равновесную конфигурацию с меньшей сплюснутостью, чему мешает твердотельное вращение. Накопление критических напряжений сопровождается растрескиванием коры и возбуждением главной моды осцилляций белого карлика - квазирадиальных пульсаций. Более того, в работе [4] было показано, что часть деформационной энергии, которая преобразуется в джоулево тепло и в энергию магнитогидродинамических волн, одного порядка или на один порядок меньше по сравнению с энергией, уносимой гравитационными волнами. Еще один источник гравитационного излучения белого карлика предложен в работе [5]. В этой работе рассматривалось излучение дифференциально вращающихся белых карликов, испытывающих квазирадиальные пульсации. При заданном распределении угловой скорости вращения материи внутри звезды найдена энергия, которая выделяется в белом карлике при установлении однородного вращения. Предположив, что в виде гравитационных волн излучается около 1% диссипируемой в звезде энергии и что дифференциальное вращение существует в течение всего времени жизни звезды, для амплитуды гравитационных волн на Земле от популяции белых карликов в нашей Галактике получены значения порядка космологического фонового значения [5]. Однако неясно, сколько времени в действительности существует дифференциальное вращение и неясен также механизм преобразования энергии дифференциального вращения в энергию пульсаций. Эти факторы важны для более точных оценок интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационной волны.

В настоящей работе рассматриваются еще две возможности излучения гравитационных волн белым карликом. По сравнению с [3], где сплюснутость звезды обусловлена вращением, здесь предполагается, что звезда имеет шероховатую поверхность, т.е. на поверхности существуют горы. Эти горы могут возникнуть при остывании и кристаллизации белого карлика в начальной стадии эволюции. Наличие таких гор будем моделировать с помощью трехосной звезды, которая излучает гравитационные волны как при вращении, так и при пульсациях.

Цель данной статьи - рассмотреть возможность детектирования гравитационного излучения белого карлика в двух стадиях эволюции: в самом начале - при быстром вращении и в конце - при медленном вращении, но испытывающего квазирадиальные пульсации. Во второй части работы вычислены интенсивность гравитационного излучения и амплитуда гравитационных волн для наблюдателя на Земле при вращении трехосного белого карлика с максимальной угловой скоростью. Так как в этом случае энергия гравитационного излучения черпается из кинетической

энергии вращения, можно найти также темп замедления вращения звезды реакцией излучения. В третьей части работы получено выражение для интенсивности излучения при подобных квазирадиальных пульсациях и оценено характерное время затухания таких пульсаций. В четвертой части приводятся оценки размеров шероховатости на поверхности белого карлика и обсуждается возможность детектирования гравитационного излучения от популяции белых карликов.

2. *Интенсивность гравитационного излучения трехосного белого карлика.* Как известно, вращающийся белый карлик из-за центробежных сил инерции сплющивается так, что его полярный радиус отличается от экваториального, т.е. он превращается в двухосный эллипсоид вращения. Мы предполагаем, что из-за наличия гор сечение звезды экваториальной плоскостью представляет собой не круг, как было бы в случае двухосного эллипсоида, а эллипс. Таким образом, белый карлик с шероховатой поверхностью мы будем представлять трехосным эллипсоидом вращения. Рассмотрим теперь вращение трехосного эллипсоида с полуосями a, b, c вокруг оси Oz . Такой объект обладает отличным от нуля квадрупольным моментом, который зависит от времени. Так как интенсивность гравитационного излучения пропорциональна квадрату производной третьего порядка квадрупольного момента, то трехосный белый карлик будет источником гравитационного излучения. Интенсивность гравитационного излучения определяется формулой [6]:

$$J_0 = \frac{G}{45c^5} \ddot{D}_{\alpha\beta}^2, \quad (1)$$

где

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho (3x^\alpha x^\beta - r^2 \delta_{\alpha\beta}) dV \quad (2)$$

тензор квадрупольного момента масс, G - гравитационная постоянная, c - скорость света. Далее целесообразно выразить компоненты $D_{\alpha\beta}$ через компоненты тензора момента инерции, записанные в координатной системе (x', y', z') , связанной с телом и с началом координат в центре масс. Связь инерциальной системы координат x_α с началом в центре масс с системой x'_α дается вращательной матрицей

$$x' = Rx,$$

где

$$R_{ij} = \begin{bmatrix} \cos\phi & \sin\phi & 0 \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \phi = \Omega t,$$

а Ω - угловая скорость вращения звезды. Компоненты $D_{\alpha\beta}$ выражаются через компоненты тензора инерции следующим образом [7]:

$$D_{xx} = -\frac{3}{2} \cos 2\phi \cdot (I_1 - I_2) + \text{const}, \quad D_{yy} = -\frac{3}{2} \cos 2\phi \cdot (I_2 - I_1) + \text{const}, \quad (3)$$

$$D_{xy} = D_{yx} = \frac{3}{2} \sin 2\phi \cdot (I_2 - I_1), \quad D_{zz} = \text{const}, \quad D_{xz} = D_{zx} = 0,$$

где

$$I_{\alpha\beta} = \int \rho (x_\alpha^2 \delta_{\alpha\beta} - x_\alpha x_\beta) dV,$$

а $I_1 = I_{xx}$, $I_2 = I_{yy}$, $I_3 = I_{zz}$. Подставляя выражения (3) для $D_{\alpha\beta}$ в (1), после несложных преобразований получим полную интенсивность гравитационного излучения в следующем виде:

$$J_0 = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} (I_1 - I_2)^2 \Omega^6. \quad (4)$$

Как увидим в дальнейшем, размеры "гор" на поверхности белого карлика достаточно малы, т.е. $|a-b| \ll a$. Если ввести величину

$$\varepsilon = \frac{a-b}{(a+b)/2}, \quad (5)$$

называемую эллиптичностью, то выражение (4) для J_0 можно привести к виду

$$J_0 = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} I_3^2 \varepsilon^2 \Omega^6. \quad (6)$$

Можно найти также угловое распределение гравитационного излучения, которое определяется формулой

$$\frac{dJ}{d\Omega} = \frac{G}{36\pi c^5} \left[\frac{1}{4} (\ddot{D}_{\alpha\beta} n_\alpha n_\beta)^2 + \frac{1}{2} \ddot{D}_{\alpha\beta}^2 - \ddot{D}_{\alpha\beta} n_\beta \ddot{D}_{\alpha\gamma} n_\gamma \right], \quad (7)$$

где \bar{n} - единичный вектор в направлении распространения волны. Используя соответствующие выражения для компонентов $D_{\alpha\beta}$ из (3) и выполняя соответствующие выкладки, выражение (7) можно преобразовать к следующему виду:

$$\frac{dJ}{d\Omega} = \frac{4G}{\pi c^5} I_3^2 \varepsilon^2 \Omega^6 \left\{ 1 - \sin^2 \theta + \frac{1}{8} \sin^4 \theta \right\}, \quad (8)$$

где θ - угол между осью вращения и волновым вектором. Два типа линейно - поляризованных плоских гравитационных волн характеризуются величинами h_+ и h_\times , которые определяются как

$$h_+ = \frac{1}{2} (h_{xx} - h_{yy}) = -\frac{G}{3c^4 r} (\ddot{D}_{xx} - \ddot{D}_{yy}), \quad (9)$$

$$h_\times = h_{xy} = -\frac{2G}{3c^4 r} \ddot{D}_{xy}, \quad (10)$$

где r - расстояние белого карлика от наблюдателя на Земле. Подставляя в (9) и (10) выражения для $D_{\alpha\beta}$ из (3), для h_+ и h_\times получим соответственно:

$$h_+ = \frac{4G}{c^4 r} (I_2 - I_1) \Omega^2 \cos 2\Omega t' = h_0 \cos 2\Omega t', \quad (11)$$

$$h_x = \frac{4G}{c^4 r} (I_2 - I_1) \Omega^2 \sin 2\Omega t' = h_0 \sin 2\Omega t', \quad (12)$$

где h_0 - амплитуда гравитационных волн и определяется как

$$h_0 = \frac{4G}{c^4 r} \varepsilon I_3 \Omega^2 = \frac{1}{\Omega r} \sqrt{\frac{2.5 J_0 G}{c^3}}, \quad (13)$$

а $t' = t - r/c$.

Для определения характерного времени замедления белого карлика, излучающего гравитационные волны, необходимо определить изменение углового момента вращения. Как следует из [6], оно определяется следующей формулой:

$$\frac{dM_{\alpha}}{dt} = \frac{2G}{45c^5} e_{\alpha\beta\gamma} \ddot{D}_{\beta\delta} \ddot{D}_{\gamma\delta}. \quad (14)$$

Используя значения $D_{\alpha\beta}$, приведенные в (3), из (14) можно получить теряемый в единицу времени момент импульса:

$$I_3 \frac{d\Omega}{dt} = -\frac{32}{5} \frac{G}{c^5} (I_2 - I_1)^2 \Omega^5. \quad (15)$$

Как и следовало ожидать, из (4) и (15) следует, что потери кинетической энергии, т.е. интенсивность гравитационного излучения и потери углового момента вращения связаны формулой

$$J_0 = \dot{M}_z \Omega. \quad (16)$$

Используя (15), находим характерное время замедления белого карлика гравитационным излучением:

$$\tau_0 = \frac{\Omega}{2|\dot{\Omega}|} = \frac{5c^5}{64GI_3\varepsilon^2\Omega^4}. \quad (17)$$

Если значения τ_0 окажутся порядка времени жизни белого карлика (возраста Вселенной), то белый карлик с шероховатой поверхностью будет излучать гравитационные волны до сих пор. Значения τ_0 , найденные из формулы (17), для различных конфигураций белых карликов будут обсуждаться в разделе 4.

3. Гравитационное излучение пульсирующего белого карлика.

Рассмотрим невращающийся белый карлик с шероховатой поверхностью. Если бы не было шероховатости на его поверхности, то он имел бы форму шара. Предположим, что из-за наличия гор на поверхности сечение белого карлика экваториальной плоскостью представляет собой эллипс, как и в случае, рассмотренном в разделе 2. Пусть теперь невращающийся белый карлик с полуосями a , b , a испытывает квазирадиальные пульсации с частотой ω , при которой координаты x_α меняются по закону:

$$x_\alpha = x_\alpha^0 (1 + \eta \sin \omega t), \quad (18)$$

где η - относительная амплитуда этих пульсаций. Предполагается, что $\eta \ll 1$ и не зависит от радиальных и угловых координат. Подставляя (18) в (2), получим зависящий от времени квадрупольный момент пульсирующей звезды:

$$D_{\alpha\beta}(t) = D_{\alpha\beta}^0(1 + 2\eta \sin\omega t), \quad (19)$$

где $D_{\alpha\beta}^0$ - квадрупольный момент звезды без пульсаций. Вычисляя компоненты $D_{\alpha\beta}(t)$ и подставляя их в формулу (1), для интенсивности гравитационного излучения от пульсирующего белого карлика получим следующее выражение:

$$J_1 = \frac{G\eta^2\omega^6}{15c^5} |D_{\alpha\beta}^0|^2. \quad (20)$$

Можно получить также выражения для величин h_+ и h_x , характеризующих гравитационную волну:

$$h_+ = \frac{2G\eta\omega^2}{c^4 r} I_3 \epsilon \sin\omega r' = h_0 \sin\omega r', \quad (21)$$

$$h_x = 0, \quad (22)$$

где

$$h_0 = \frac{2G}{c^4} \frac{\eta\omega^2}{r} I_3 \epsilon. \quad (23)$$

Ясно, что без источника энергии пульсации белого карлика будут затухать. Время затухания можем оценить, если предположить, что единственным механизмом изменения энергии пульсаций является гравитационное излучение. Энергия пульсаций равна [2]:

$$W_p = \frac{1}{2} \int \rho v^2 dV = \frac{1}{2} \int \rho r^2 dV = \frac{1}{4} \omega^2 \eta^2 \int \rho r^0 dV = \frac{1}{4} \omega^2 \eta^2 I_0, \quad (24)$$

где

$$I_0 = \frac{M}{5} (2a^2 + b^2), \quad (25)$$

а M - масса звезды. Приравняв изменение энергии пульсаций в единицу времени интенсивности гравитационного излучения, для η получим уравнение:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{\eta}{\tau}, \quad (26)$$

где

$$\tau = \frac{15c^5}{2G\omega^4} \frac{I_0}{|D_{\alpha\beta}^0|^2} \quad (27)$$

будет характерным временем затухания пульсаций. Значения времени затухания пульсаций для различных конфигураций белых карликов будут обсуждаться в разделе 4.

4. *Оценки размеров "гор" на поверхности белого карлика и обсуждение результатов.* Как показали наши вычисления, основные характеристики гравитационного излучения, такие, как интенсивность и амплитуда волн, зависят от эллиптичности ϵ . Для оценки этой величины необходимо знать характерные размеры гор на поверхности белого карлика. Найдем наибольшую высоту горы, которая может выдержать собственную тяжесть в условиях гравитационного поля белого карлика [8]. Как известно, модуль упругости коры по отношению к поперечным колебаниям равен

$$Y = \frac{Z^2 e^2}{a_0^4}, \quad (28)$$

где a_0 - межъядерное расстояние. Предельное напряжение сдвига составляет примерно 0.01 часть этой величины:

$$S = \frac{Z^2 e^2}{100 a_0^4}. \quad (29)$$

А высоту горы можно оценить как

$$H = \frac{S}{\rho g} = \frac{10^{12}}{g} \rho^{1/3} \text{ см}, \quad (30)$$

где ρ - плотность поверхностного слоя, g - ускорение свободного падения на поверхности. Принимая во внимание формулу (5), для эллиптичности ϵ получим выражение $\epsilon = H/a$, которое будем использовать в дальнейшем для оценок интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационной волны.

Результаты численных расчетов гравитационного излучения от белых карликов приведены в табл.1 и 2. Сначала обсудим численные данные в табл.1. В первых пяти столбцах приведены значения центральной плотности ρ_c и интегральных параметров: массы M в единицах массы Солнца, экваториального радиуса $R_e = a$ и момента инерции I_3 относительно оси вращения конфигурации, вращающейся с угловой скоростью Ω_{max} [9].

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

$\rho_c \times 10^6$ г/см ³	M / M_\odot	$R_e \times 10^3$ км	$I_3 \times 10^{48}$ г см ²	Ω_{max} с ⁻¹	H км	$\epsilon \times 10^{-5}$	$J_0 \times 10^{29}$ эрг/с	$h_0 \times 10^{-24}$	$\tau_0 \times 10^1$ лет
2.403	0.5946	10.93	128	0.196	0.699	6.4	0.667	0.69	12.25
19.38	0.9993	7.342	88.6	0.476	0.187	2.56	10.5	1.13	3.19
157.7	1.2731	4.625	39.5	1.063	0.058	1.26	62.1	1.23	1.19
866.1	1.3502	3.044	15.9	2.04	0.024	0.784	197	1.14	0.56
2586	1.3412	2.287	8.17	3.11	0.014	0.059	373	1.03	0.35

Далее приведены значения размеров гор H на поверхности белого карлика, эллиптичности ϵ , интенсивности гравитационного излучения J_0 , амплитуды h_0 гравитационной волны для наблюдателя на Земле и характерного времени замедления τ_0 белого карлика из-за гравитационного излучения. Как видно из табл.1, при увеличении массы конфигурации размеры неоднородностей уменьшаются, что связано с усилением гравитационного поля на поверхности звезды и неспособностью горы большей высоты выдержать собственный вес. Однако интенсивность гравитационного излучения быстро увеличивается почти на два порядка с увеличением массы почти в два раза. Такое поведение обусловлено сильной зависимостью интенсивности J_0 от угловой скорости вращения: $J_0 \sim \Omega^6$, тогда как Ω увеличивается почти на один порядок при увеличении массы звезды в указанном в табл.1 интервале. Если сравнить значения амплитуды h_0 гравитационной волны для различных конфигураций, то, как видно из табл.1, для них h_0 имеет значение порядка 10^{-24} . Заметим здесь, что при вычислении h_0 по формуле (13) для всех конфигураций мы приняли расстояние от наблюдателя на Земле равным 50 пк [3]. Сравним полученные значения h_0 для максимально вращающихся белых карликов с результатом работы [4], где h_0 вычислены для медленно вращающихся реально наблюдаемых белых карликов. Сравнение показывает, что полученный нами результат на один порядок превышает значение, полученное в [4]. Это означает, что гравитационные волны от быстровращающихся белых карликов имеют достаточно большую амплитуду и их можно отделить от космического шума приборами нового поколения. Заметим, что быстровращающиеся белые карлики вполне могут существовать, так как характерное время замедления этих объектов гравитационным излучением порядка 10^{11} лет, что порядка возраста Вселенной (см. табл.1). Следовательно, если при рождении звезда имела угловую скорость вращения, близкую к максимальной, то, замедляясь реакцией излучения, в наше время ее угловая скорость вращения будет достаточно большой, и наши вычисления будут оставаться в силе.

Обратимся теперь к табл.2, в первых шести столбцах которой приведены интегральные параметры невращающихся белых карликов с той же центральной плотностью, что и в работе [9]. Далее указаны размеры шероховатостей на поверхности звезды (седьмой и восьмой столбцы) и в конце - время затухания квазирадиальных пульсаций данной конфигурации. Полученный нами результат о том, что время затухания пульсаций оказывается порядка времени жизни белого карлика, имеет важное значение, так как если по какой-либо причине возбуждаются квазирадиальные пульсации, то белый карлик до сих пор будет излучать гравитационные волны на частоте основной моды колебаний. Сравним эти данные с результатом, полученным в работе [2], где было рассмотрено гравитационное излучение пульсаций

Таблица 2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕВРАЩАЮЩИХСЯ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

$\rho_c \times 10^6$ г/см ³	M_0 / M_\odot	$R \times 10^3$ км	$D_{ZZ}^0 \times 10^{45}$ г см ²	$I_0 \times 10^{50}$ г см ²	ω с ⁻¹	H км	$\varepsilon \times 10^{-5}$	$\tau_0 \times 10^{12}$ лет
2.403	0.5087	8.873	19.4	4.81	0.758	0.539	6.1	0.35
19.38	0.8854	5.903	5.73	3.70	0.794	0.137	2.3	2.59
157.7	1.1612	3.747	1.46	1.96	1.51	0.042	1.1	1.60
866.1	1.2538	2.492	0.43	0.934	1.99	0.017	0.69	2.92
2586	1.2582	1.888	0.19	0.538	0.967	0.010	0.52	160

белого карлика, вращающегося с максимальной угловой скоростью. Как видно из сравнения, время затухания пульсаций, полученное в этой работе, почти на шесть порядков меньше ($\sim 10^1$ - 10^3 лет), чем значения, приведенные в табл.2. Это обусловлено тем, что время затухания пульсаций обратно пропорционально квадрату квадрупольного момента звезды. Эта величина имеет гораздо большее значение для максимально вращающихся белых карликов, рассмотренных в [2], нежели для статических конфигураций с шероховатой поверхностью, рассмотренных нами.

Ранее в работе [4] были рассмотрены квазирадиальные пульсации намагниченных белых карликов, где были получены значения для относительной амплитуды η таких пульсаций. Если предположить, что η имеет одинаковое значение как для вращающихся, так и для невращающихся звезд, то мы можем использовать данные о значении относительной амплитуды пульсаций η из работы [4] и оценить интенсивность гравитационного излучения пульсаций невращающегося белого карлика и амплитуду гравитационной волны по формулам (20) и (23). Например, для конфигурации с центральной плотностью $\rho_c = 1.58 \cdot 10^8$ г/см³ они равны соответственно $J_1 = 4.7 \cdot 10^{26}$ эрг/с и $h_0 = 3.7 \cdot 10^{-26}$ при значении $\eta = 0.01$. Полученное значение h_0 порядка среднего значения амплитуды гравитационных волн от популяции намагниченных белых карликов [4]. Это означает, что для определения фонового значения интенсивности гравитационного излучения от белых карликов необходимо учесть также наличие невращающихся белых карликов в их распределении в пространстве.

Таким образом, наши результаты позволяют оценить интенсивность и амплитуду гравитационного излучения белых карликов в интервале частот 0.1 Гц - 6 Гц. Вычисление фонового значения интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационной волны от популяции белых карликов, требующее знания распределения белых карликов в пространстве, будет проведено в дальнейших работах.

Авторы выражают благодарность гранту CRDF N12006/NFSAT PH N067-02, в рамках которого была выполнена эта работа.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@server.physdep.r.am

GRAVITATIONAL RADIATION OF THE WHITE DWARF WITH ROUGH SURFACE

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, A.A.SADOYAN

The maximally rotating white dwarf can take the form of triaxial ellipsoid due to rotation and presence of mountains on a surface. Such object radiates gravitational waves on frequency 2Ω , where Ω - the angular velocity of rotation, and source of energy of radiation is the kinetic energy of rotation. It is shown, that the gravitational waves from speedily rotating white dwarfs on average distance 50 pc from the terrestrial observer have amplitude about 10^{-24} that makes possible their detecting by devices of new generation. The gravitational radiation of the pulsating white dwarf with a rough surface is considered also. It is shown, that quasi-radial pulsations of the white dwarf are long-lived, i.e. the perturbed white dwarf will radiate gravitational waves during all time of life.

Key words: (stars:) white dwarfs: gravitational radiation

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.
2. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
3. M. Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan et al., Astrophys. J., 596, L223-226, 2003.
4. M. Benacquista, D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan et al., Астрофизика, 47, 2004 (в печати).
5. D.M.Sedrakian, M. Benacquista, M.V.Hayrapetyan et al., Classical and Quantum Gravity, 2004 (submitted).
6. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1972.
7. С.Шапиро, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, М., 1985.
8. Ф.Дайсон, Д.Тер Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, М., 1973.
9. Г.С.Саакян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 8, 541, 1972.

УДК: 523.947-355

ANALYSIS OF THE RADIATION OF CORONAL
SUPRA-THERMAL STREAMSS.KOUTCHMY¹, A.G.NIKOGHOSSIAN²

Received 28 July 2004

The paper reports on the first measurements of the colour index of the coronal supra-thermal streams. Observations performed during total eclipse 2001 in Angola imply that the colour index of streams markedly differs from that for adjacent parts of surrounded corona taken as references. The registered drifts to the longwave and shortwave domains of the spectrum are in agreement with theoretical results obtained recently by the authors.

Key words: Sun: corona, coronal supra-thermal streams

1. *Introduction.* The source of solar corona energetic electrons beams is still hotly debated (see, for example, [1]). There is no doubt that active regions are responsible for the most violent phenomena recorded inside the corona, although the ubiquitous very small-scale flares occurring above magnetic field concentrations (nano-flares, etc.) could eventually be responsible for an additional component of energetic particles, including fast electrons. The recent RHESSI and partly CORONAS-F experiments largely confirmed the role of active regions, but the lack of both temporal and especially spatial resolutions for different energy levels of escaping and impacting the chromosphere particles prevented the resolution of the problem of their origin.

Previous numerous radio observations brought the first demonstrations of non-thermal effects occurring inside the corona, at different levels of the atmosphere. A rather large amount of literature is available to describe different observations of bursts and non-thermal emissions. Here we concentrate on the production of energetic electrons. Type III emissions are the most relevant radio diagnostics, permitting to predict the existence of high velocity beams of electrons ejected at sub-relativistic velocities, typically $c/3$, with c - the speed of light. The recent review presented by Klein [2] describes the current state of the art in this field. We notice the suggestion of sites of acceleration of energetic electrons situated somewhere inside the middle-corona, i.e. well above the surface. This is also supported by the existence of the U-bursts or the beams of electrons moving towards the surface. Another interesting aspect of this question of narrow beams of energetic electrons is the observations performed by the WAVES experiment on the satellite WIND, which registered type III bursts up to at least 1AU. Some other measurements are also

available from Ulysses. Energetic electrons coming even directly from the corona were observed in Dec. 1999, at the time when the solar wind almost disappeared [3].

Solar wind composition and energetic aspects of the solar wind are also the subject of many researches. Beams of energetic electrons from the corona are inevitably suffering some dispersion somewhere between their sources, situated well inside the middle-corona and the much more extended interplanetary medium, where collision processes are negligible. It is important to understand both the process of generation and of propagation of electron beams including the possible process of collimation along at least a part of the path. Geometric aspects of the distribution of beams should also be studied, because even if the external magnetic field is roughly radial, non-radial beams can be produced.

In the preceding paper [4] (hereafter referred to as KN), we started to consider what the W-L coronal imaging is bringing for the analysis of energetic beams of electrons. We identified linear rays in the corona. They are long straight structures with a very large aspect ratio and a small cross-section, preferably observed above active regions enhancements. Images show more and more radially stretched out structures with the clearly non-isotropic distribution of velocities. Observations of linear rays demonstrate the occurrence of high velocity electrons scattering the solar disk photons, which are, accordingly, energized somewhere in the middle corona. Rays are strictly linear over at least several radii and suggest, like in the case of cosmic rays, rigidity with respect to the general magnetic field of the corona, which can only be explained in case of supra-thermal particles. The theoretical background and predictions of the intensity modulations to be observed over a W-L image of the corona is given in two papers by the present authors [5, 6], by means of the Compton effect. In the paper [6], we considered a sufficiently realistic height-dependent problem of the Compton scattering of the photospheric photons on the fast electrons gyrating within supra-thermal streams around the strength lines of magnetic field. The results obtained can be summarised as follows. Depending on the inclination angle with respect to the line of sight, and on the angle between directions of the initial outburst and the magnetic field (angles Φ and $(\pi/2) - \alpha$ in notations of the above-cited papers), the scattering on the beams moving away from the Sun may produce measurable drifts in frequency toward the shortwave as well as toward the longwave domains of the spectrum. In this paper, we report for the first time on real measurements of the colour index effect predicted by the theoretical model developed in [4,6] under simplifying geometric assumptions.

2. Observations. After getting the first results of the theoretical analysis of the Compton effect and assuming some reasonable parameters for the

coronal electron beams, quantitative evaluations were deduced (see KN). The resulting effects were showing that it should be possible to check the results using real measurements, providing observations are collected with sufficient photometric accuracy. The eclipse of June 21, 2001 was a very good opportunity to plan such observations, because probabilities to have a good sky in a well accessible site were good. An especially devoted experiment was run in Angola in good conditions. We used an F/15, 1550 mm Clave lens after a siderostat set-up, which stabilised the coronal image during the totality. Eight W-L images were obtained on colour negative Fuji film-sheet of $13 \times 18 \text{ cm}^2$ size put after a radial neutral filter of 150 mm diameter in contact with the film. This radial neutral filter permits to considerably reduce the dynamics needed to correctly record coronal radiation on the film and warranty a quasi-linear response of the film. The 4 sec exposure time was the same for all pictures, but the quality of images slightly differs due to very small errors produced in the mechanism of the siderostat and additionally, due to the changing seeing effects during the totality. The quality of each picture is readily evaluated judging from the contrast and the smearing of several stars simultaneously imaged over the field of the corona. In addition, photometric calibration pictures were taken immediately after the totality. The film sheets were developed all together using the standard procedure given by Fuji and we deduced a calibration curve matching very well the specifications of the provider.

To measure the colour index we choose a colour negative film instead of making consecutive images through broadband filters because it is simpler and also in order to have exactly the same instrumental effects (smearing; earth atmospheric extinction; small error in centering the radial filter) in all 3-color channels. Colour selection is made after the digitisation of the film. Inter-image effects are considerably reduced thanks to the use of the radial neutral filter which warrants a proper exposure time over the whole field of view. Without the use of the radial filter, it would have been absolutely impossible to do any valuable measurement due to non-linear effects in the over and under-exposed photographic film. Unfortunately, the radial filter produces some small chromatic effects perceptible in the very inner parts of the corona, where the "neutral" density of the filter reaches values higher than 2. This is easy to measure and corrections can be made; however we will present results without introducing these corrections, just not to bias the results. For more details on the methodology of the photometric analysis we refer to the papers [7,8].

3. *Results of the photometric analysis.* To reduce the systematic errors in the course of the analysis, we decided to proceed using solid measurements of the colour index CI_{st} , defined by the following simple ratio:

$$CI_{str} = [I_{str} - I_{back}]_{red} / [I_{str} - I_{back}]_{blue},$$

where I_{str} is the intensity measured along the analysed structure (the linear ray); I_{back} is the intensity measured over the background for the same radial distances. By subtracting I_{back} we get rid of the influence of the K + F corona. Measurements were performed in two well-separated colour channel in blue and in red given by the 3-colour scanning of the film, after properly linearizing the response of the film using the calibration curves. This procedure was repeated several times in order to see the influence of a slight change in the position and the direction of the scans.

The analysis of the colour index of the adjacent to the studied rays region, over the same range of radial distances, was also performed. In order to check systematic effects, along with CI_{str} the values of CI_{ref} , given by

$$CI_{ref} = [I_{ref} - I_{back}]_{red} / [I_{ref} - I_{back}]_{blue},$$

were also calculated. Here I_{ref} is the intensity of radiation measured in the close vicinity of the observed region.

Before starting the fine photometric analysis, we used a fast but rather qualitative method to evaluate the colour dominance of several obvious details

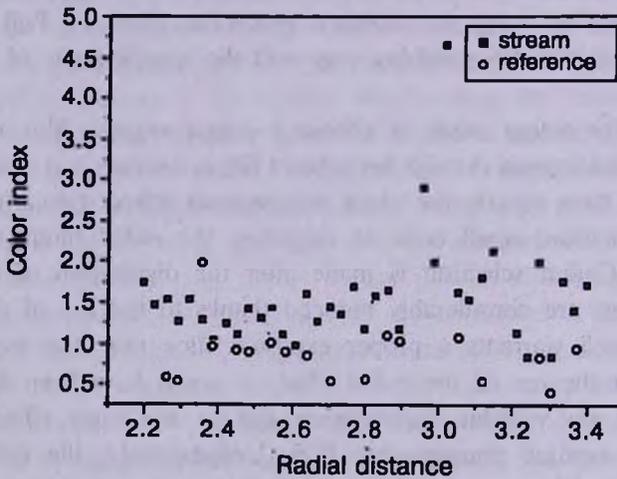


Fig.1. Observational results concerning the first linear jet.

of the corona, especially linear type features. Two most apparent details were selected to perform precise measurements.

Fig.1 demonstrates the results of observations for the first rather long linear structure. One can see that indeed the colour index of this ray is much redder than the reference. The averaged (over the entire length) value of CI_{str} for the jet is 1.55 whereas for the reference the same averaging results is 0.87, i.e. rather less than 1.

In order to check this result, we recovered a new profile on the same image but slightly shifted compared to the precedent one to a longer distance. The results are presented in Fig.2. Again, one can easily observe that the colour index of the structure is redder compared to the reference.

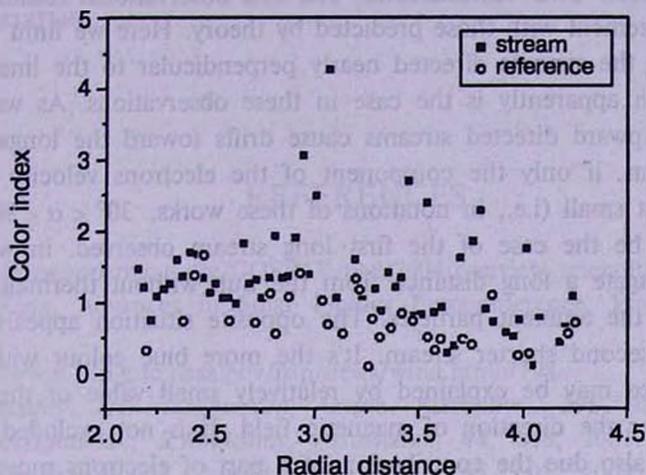


Fig.2. The same as in Fig.1 for the second original.

Averaging over the zone of analysis yields 1.47 for the colour index of the structure and 0.86 for the reference. Both the two results are sufficiently close to the preceding one.

Quite different result is obtained for the second shorter component. Now the colour index of the structure is markedly bluer than that of reference. The averaged values of the colour indices obtained are 0.76 and 1.06, respectively. The spurious effect produced by the neutral filter for values

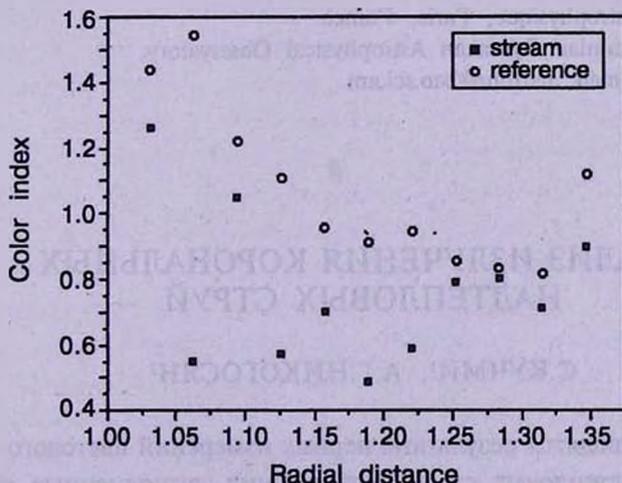


Fig.3. Observational results concerning the second relatively short linear jet.

closer to the limb is clearly apparent in these measurements. Taking into account the rather large level of errors bars we did not try to introduce more corrections to avoid this effect.

4. Discussion and conclusions. The first observational results in general are in agreement with those predicted by theory. Here we limit ourselves by considering the streams directed nearly perpendicular to the line of sight ($\Phi \approx 0$), which apparently is the case in these observations. As was shown in [4,6], the upward directed streams cause drifts toward the longwave part of the spectrum, if only the component of the electrons velocity over the field line is not small (i.e., in notations of these works, $30^\circ < \alpha < 90^\circ$). This is believed to be the case of the first long stream observed. in which the electrons propagate a long distance from the Sun without thermalization in colliding with the ambient particles. The opposite situation appears to take place for the second shorter stream. It's the more blue colour with respect to the reference may be explained by relatively small value of the velocity component over the direction of magnetic field. It is not excluded that the effect may be also due the contribution of a part of electrons moving down to the Sun (we remind that, as was shown in [4-6], the sunward directed beams show drifts to the shortwave domain of the spectrum). Unfortunately, it is not possible to draw any conclusion at this stage on the height-dependence of considered effect. Nevertheless, we see now that the theoretically predicted frequency shifts are measurable, so that this kind of observations, aimed at diagnostics of the collimated linear streams, is expedient to continue. Such observations may be performed during the eclipse 2006 with use of the CCD detector and better chosen filters.

¹ Institut d'Astrophysique, Paris, France

² V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: narthur@bao.sci.am

АНАЛИЗ ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ НАДТЕПЛОВЫХ СТРУЙ

С.КУЧМИ¹, А.Г.НИКОГОСЯН²

В работе приводятся результаты первых измерений цветового индекса корональных надтепловых струй. Наблюдения, выполненные во время полного затмения 2001г. в Анголе, показывают, что значение цветового

индекса у струй заметно отличается от значения, полученного для смежных областей окружающей короны. Зарегистрированные смещения в длинноволновую и коротковолновую области спектра находятся в согласии с теоретическими результатами, полученными недавно авторами данной статьи.

REFERENCES

1. http://www.copernicus.org/COSPAR/paris2004/overview_scientific_program.html.
2. *K.-L.Klein*, Advances in Solar Physics Euroconference, Preveza (Greece), 1997.
3. <http://www-istp.gsfc.nasa.gov/istp/news/wind.html#198>.
4. *S.Koutchmy, A.G.Nikoghossian*, Astron. Astrophys., **395**, 983, 2002.
5. *A.G.Nikoghossian, S.Koutchmy*, Astrofizika, **44**, 643, 2001.
6. *A.G.Nikoghossian, S.Koutchmy*, Astrofizika, **45**, 601, 2002.
7. *S.Koutchmy, P.Lamy et al.*, Astron. Astrophys., **69**, 35, 1978.
8. *C.Lebecq, S.Koutchmy, G.Stellmacher*, Astron. Astrophys., **152**, 157, 1985.

УДК: 524.35:539.186

СТОХАСТИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ В АСТРОНОМИИ:
ФУРЬЕ-АНАЛИЗ СИЛЬНО НЕРАВНОМЕРНЫХ
ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

А.Ф.ХОЛТЫГИН, А.Б.ШНЕЙВАЙС

Поступила 12 июля 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

Проведен детальный анализ особенностей реализации алгоритма CLEAN фурье-анализа временных рядов для данных, разделенных большими пропусками. Дана оценка пределов изменения параметров гармонических компонент, которые могут быть определены в результате исследования ряда на заданной временной сетке. Результаты анализа использованы для поиска гармонических компонент в вариациях профилей линий спектров звезды λ Ori A (O8III), полученных в 2001г. на 1-м телескопе САО РАН.

1. *Введение.* Наиболее эффективным способом исследования структуры астрономических объектов является проведение их спектральных наблюдений в течение достаточно длительного периода наблюдений. При этом в ходе наблюдений получается большое число спектров для различных моментов времени. Совокупность этих спектров обычно называется *динамическим спектром* исследуемого объекта. Измеряемый поток в чате ν_j представляет собой случайную функцию, принимающую в заданный момент времени t_j случайное значение $F(t_j, \nu_j)$. Таким образом, при анализе наблюдательного материала, полученного за весь период наблюдений, мы исследуем набор случайных процессов.

В результате такого анализа решается задача о характере конкретного случайного процесса и о выявлении постоянства или изменчивости измеряемой величины. Если же установлена переменность изучаемой величины, то возможна постановка вопроса о типе переменности: является ли она регулярной или изменения носят случайный характер. Следует принимать во внимание статистический характер ответа на данный вопрос, зависящий от принятого уровня значимости, причем при одном уровне значимости такой ответ может быть получен, а при другом - нет.

При изучении случайных функций (совокупности значений $F(t_j, \nu_j)$ в заданный момент времени t_j) может ставиться проблема выяснения степени зависимости значений функции в разных точках: являются ли они независимыми или между ними существует какая-либо корреляция. При анализе всей совокупности меняющихся со временем случайных

функций (совокупности случайных процессов $F(t, \nu_j)$ при фиксированных значениях ν_j) может быть сформулирована задача о выяснении наличия или отсутствия зависимости случайных процессов для разных значений частотной переменной ν_j друг от друга.

Астрономические наблюдения и, в частности, спектральные наблюдения обладают рядом особенностей, не характерных для наблюдений, выполняемых в земных условиях, поэтому их анализ требует применения особых подходов. Одной из таких особенностей является их уникальность и невоспроизводимость. Поэтому, анализируя, например, временные астрономические ряды, мы имеем дело с одним отрезком ряда, что затрудняет получение статистических оценок. В большинстве случаев астрономические наблюдения проводятся в ночное время, а сама возможность их проведения связана с погодными условиями, состоянием принимающей аппаратуры и т.д. По этой причине данные, получаемые в результате астрономических наблюдений, представляют собой неравномерные временные ряды.

Настоящая статья является первой из серии статей, посвященных анализу совокупностей случайных процессов, получаемых в результате астрономических наблюдений. Основным инструментом такого анализа - методы математической статистики, методы Фурье и вейвлет-анализа, методы факторного и корреляционного анализа достаточно полно представлены в литературе (см., например, [1-5]). Мы же будем акцентировать внимание на тех деталях анализа, которые связаны с описанной выше спецификой астрономических наблюдений. В первой статье серии излагается методика Фурье-анализа неравномерных временных рядов, получаемых в процессе спектральных наблюдений звезд ранних спектральных классов.

2. Постановка задачи. Предположим, что в результате проведения серии наблюдений в момент времени t_i получены n значений случайной функции $F(t_i, x_j)$, $i=1, \dots, m$, где m - число проведенных наблюдений, $j=1, \dots, n$, где x_j - параметр, например, среднее значение длины волны спектрального диапазона, в котором изменяется поток излучения исследуемого объекта. В случае, например, спектральных наблюдений $F(t_i, x_j)$ - измеряемые потоки излучения в момент времени t_i^1 , приходящие от изучаемого объекта в заданных спектральных интервалах.

Проведенные наблюдения являются одной из реализаций двумерной случайной величины $F(t, x)$, представляющей для каждого значения x случайный процесс. В данной статье будем предполагать независимость случайных величин $F(t, x_k)$ и $F(t, x_l)$ при $k \neq l$ при любых значениях

1 Вообще говоря, наблюдения проводятся в течение какого-то конечного промежутка времени Δt , однако обычно наблюдение можно отнести к какому-либо определенному моменту времени \bar{t} , в качестве которого можно, например, взять середину промежутка Δt .

t. Будем также считать, что дискретизация временной сетки для всех значений *x* - общая.

Таким образом, анализ двумерной случайной величины $F(t, x)$ сводится к исследованию *l* независимых временных рядов $F_j(t) = F(t, x_j)$, $j = 1, \dots, l$. В дальнейшем будем предполагать, что все временные ряды центрированы:

$$\sum_{i=1}^m F_j(t_i) = 0, \quad (1)$$

а также, что из временных рядов удален линейный тренд (если он присутствовал). Обозначим через $G_j(t)$ значения функции $F_j(t)$ после центрирования и удаления линейного тренда. Для удобства опустим пока индекс *i* у переменной *t*. Предположим, что функцию $G_j(t)$ можно представить как совокупность гармонических компонент и белого шума, тогда:

$$G(t) = \sum_{k=1}^L A_k \cos(2\pi\nu_k t + \varphi_k) + \sigma_N \mathcal{N}, \quad (2)$$

где A_k , ν_k , φ_k - соответственно амплитуды, частоты и фазы гармонических компонент, *L* - число гармоник, \mathcal{N} - случайная величина с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией, распределенная по нормальному закону, σ_N - стандартное отклонение шумовой компоненты. Пусть $A_{max} = \max(A_k, k = 1, \dots, L)$ - максимальная амплитуда гармонических компонент.

Представим величину $\sigma_N = A_{max}/T$, где *T* - характеристика степени вклада шумовой компоненты в исследуемый сигнал. Значения $T \gg 1$ соответствуют случаю малости вклада шумовой компоненты.

Возможна формулировка двух задач. Первая - выделение гармонических компонент на заданном уровне значимости $\alpha = 1 - q$ ($q \ll 1$) в реальных рядах наблюдений. Вторая - та же, что и первая, но для модельных временных рядов на временной сетке, определяемой реальными рядами, с модельными гармоническими компонентами и с параметрами гармонических компонент, полученными при решении первой задачи. В этом случае решение модельной задачи должно подтвердить достоверность выделения гармонических компонент из реальных рядов на заданном уровне значимости.

3. Фурье-анализ модельных профилей. Одной из целей настоящей статьи является построение оптимального алгоритма нахождения гармонических компонент в исследуемом сигнале. Наиболее эффективным способом выделения гармонических компонент из исходного сигнала для неравномерных временных рядов является алгоритм CLEAN [14]. В данной статье мы будем использовать модифицированную версию алгоритма, описанную в работе [3]. В настоящее время при исследовании

временных рядов используется также алгоритм Cleanest [7,8], который, однако, не дает существенных преимуществ при анализе сильно неравномерных временных рядов.

Поставим задачу следующим образом. Пусть при анализе методом CLEAN реального временного ряда $G^{obs}(t)$ на временной сетке, определяемой моментами проведения анализируемых наблюдений, найдены гармонические компоненты $v_k, A_k, \phi_k, k = 1, \dots, L$. На этой же временной сетке с использованием соотношения (2) строится модельный временной ряд, включающий гармонические компоненты с найденными частотами, амплитудами и фазами ($v_k, A_k, \phi_k, k = 1, \dots, L$), которые, как мы считаем, могут реально присутствовать в наблюдаемом временном ряде.

Для различных значений L проводится детальный анализ модельного ряда и определяется, могут ли данные компоненты при конкретных значениях v, A, ϕ быть выделены из модельного ряда или найденные значения параметров относятся к ложным пикам Фурье-спектра.

Кроме того, решается задача о том, насколько близки полученные в результате Фурье-анализа модельного ряда параметры гармонических компонент v_k^*, A_k^* и ϕ_k^* к соответствующим значениям v_k, A_k и ϕ_k .

3.1. Построение модельных временных рядов. Для построения модельных временных рядов требуется выбрать временную сетку, набор параметров A_k, v_k и ϕ_k в уравнении (2) и отношение Υ . При анализе уже выполненных наблюдений эти параметры определяются реальной временной сеткой и набором параметров, определяемых из анализа наблюдений. При планировании будущих наблюдений с целью выбора их оптимальной стратегии данные параметры целесообразно выбирать близкими к типичным их значениям для реальных наблюдений.

Основываясь на результатах работы [6], в которой исследованы спектры некоторых ярких O-сверхгигантов, полученные на 1-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории (САО), примем, что среднее значение экспозиции t_{exp} составляет 10-15 минут (0.007-0.01 дня). Полное время наблюдений T_{obs} выбранного объекта зависит от времени года, погодных условий, склонения объекта и момента его кульминации. При подходящем выборе даты наблюдения T_{obs} составляет 4-10 часов. Для изучения переменности профилей, с характерными временами 2-6 суток [6], наблюдения проводятся в течение нескольких наблюдательных ночей N_{night} .

Сначала положим, что наблюдения организованы идеальным образом, то есть предполагаем, что в каждую из N_{night} ночей наблюдения начинаются в одно и то же время, при этом число наблюдений за ночь $N_{obs} = T_{obs}/t_{exp}$ строго постоянно, при постоянном за весь период наблюдений значений t_{exp} . Таким образом, в каждую из N_{night} ночей проводится N_{obs} наблюдений, за которыми следует $N_{gap} = (1 - T_{obs})/t_{exp}$ пропусков (при предположении,

что время измеряется в днях).

Временем каждого отдельного наблюдения будем считать момент середины экспозиции и положим, что время середины первой экспозиции в первую наблюдательную ночь соответствует моменту времени $T=0$, тогда время наблюдения номер i в наблюдательную ночь j определяется соотношением $t_k = (j-1) + (i-1)t_{exp}$, где $k = (j-1)N_{obs} + i$.

Реально за одну наблюдательную ночь могут быть получены от 15 до 60 спектров звезды, причем характерное значение отношения $\Upsilon = A_{max}/\sigma_N$ для переменных компонент профилей линий в спектре исследуемых звезд $\Upsilon = 3-6$. Число наблюдений и время их начала могут, вообще говоря, меняться от ночи к ночи. Для более близкого к реальности описания временной сетки наблюдений будем использовать соотношение

$$t_k = (j-1) + (i-1)t_{exp} + \Delta T_j, \quad (3)$$

где ΔT_j - временной сдвиг наблюдений в ночь с номером j относительно времени начала наблюдений в первую ночь.

Для иллюстрации приведем на рис.1 несколько временных сеток, соответствующих различным стратегиям проведения наблюдений. Для времени t_{exp} между последовательными наблюдениями бралась величина 13.1 минуты (≈ 0.0091 дня) - типичное время экспозиции при спектральных наблюдениях ярких сверхгигантов на 1-м телескопе САО [6].

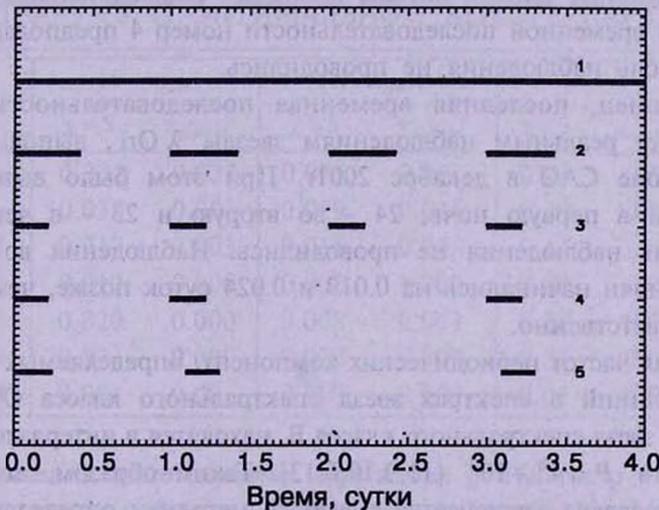


Рис.1. Временная сетка для модельного ряда. Время измеряется в днях, моменты получения значений ряда указаны стрелками. Цифры на графиках соответствуют модельным последовательностям 1-5, рассмотренным в разделе 3.1.

Верхняя последовательность временных отсчетов (номер 1 на рис.1) соответствует гипотетическим круглосуточным наблюдениям (например, на внеземной обсерватории). Такие наблюдения могут быть, в принципе, организованы и в земных условиях при проведении кооперативных

наблюдений на нескольких телескопах, расположенных на разных долготах, однако организация подобных наблюдений весьма трудоемка, и до настоящего времени подобные наблюдения проведены всего лишь для около десяти объектов (см., например, [10]). К тому же, существует проблема сведения в единую систему наблюдений, выполненных на разных инструментах. Последовательности временных отсчетов 2 и 3 на рис.1 соответствуют *идеально организованным* земным наблюдениям. При этом мы предполагаем, что наблюдения проводились в течение четырех дней при постоянстве величины t_{exp} . В реальных наблюдениях величина t_{exp} складывается из времени самой экспозиции и времени считывания матрицы, которые мы полагаем постоянными в течение всего периода наблюдений. Для временных отсчетов номер 2 предполагалось, что наблюдения проводились 10 часов, что, в принципе, возможно для ярких высокоширотных объектов, таких, как α Cam в зимний период. При этом, за ночь может быть выполнено 47 наблюдений или 188 наблюдений за 4 наблюдательные ночи.

Временная последовательность номер 3 соответствует 6-ти часовым наблюдениям в течение суток. При этом за ночь выполняется 25 наблюдений и 100 за весь наблюдательный период.

Для учета вполне реальных в наблюдательной практике случаев, когда в результате плохой погоды пропадает наблюдательная ночь, при построении временной последовательности номер 4 предполагалось, что в третью ночь наблюдения не проводились.

И, наконец, последняя временная последовательность номер 5 соответствует реальным наблюдениям звезды λ Ori, выполненным на \dot{f} -м телескопе САО в декабре 2001г. При этом было выполнено 28 наблюдений в первую ночь, 24 - во вторую и 23 - в четвертую. В третью ночь наблюдения не проводились. Наблюдения во вторую и четвертую ночи начинались на 0.019 и 0.024 суток позже, чем в первую ночь, соответственно.

Значения частот периодических компонент, определяемых из анализа профилей линий в спектрах звезд спектрального класса O и ранних подклассов звезд спектрального класса B, находятся в интервале $0.1 + 6 d^{-1}$ с периодами $P = 4^h + 10^d$ [11,9,10,6,13]. Таким образом, поставленная перед нами задача заключается в выборе методики определения гармонических компонент временных рядов с указанными выше частотами, заданными на временных сетках, представленных на рис.1.

3.2. Выбор оптимальных значений параметров. При определении оптимальных значений параметров гармонических компонент сигналов v , A и φ важное значение имеет правильный выбор параметра χ , определяющего плотность выбора значений частот, используемых для

расчета очищенного Фурье-спектра анализируемого сигнала. Бóльшим значениям параметра χ соответствует более густая частотная сетка. Разность соседних значений сетки $\delta\nu \sim 1/\chi$.

Проведенный нами анализ показал, что как для равномерных, так и неравномерных временных рядов с отношением $A/N > 1$ параметры ν , A и φ , определяемые при использовании алгоритма CLEAN, существенно зависят от выбора значения параметра χ . Результат улучшения точности определения параметров при выборе оптимального значения χ иллюстрируется в табл.1.

Предполагалось, что наблюдения проводились в течение 3.3 дня с шагом 0.00909 дня, в течение которого было получено 364 значения анализируемой функции. Полагалось, что анализируемый ряд на данной временной сетке представляет собой косинусоиду с частотами в промежутке от 0.2 до 50 при отношении $T=5$ и значениях $A=1$ и $\varphi=0.0$. Из таблицы ясно видно, что подбор подходящего значения χ позволяет существенно улучшить точность определяемых параметров по сравнению со случаем с постоянным значением $\chi=5$.

Таблица 1

РАЗНОСТЬ ТОЧНЫХ И ОПРЕДЕЛЕННЫХ МЕТОДОМ CLEAN
ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ν , A И φ ПРИ ЗНАЧЕНИЯХ
ПАРАМЕТРА $\chi=5$ И ОПТИМАЛЬНОМ ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРА χ

ν	$ \nu - \nu_{calc} $		$ A - A_{calc} $		$ \varphi - \varphi_{calc} $	
	$\chi=5$	$\chi_{optimal}$	$\chi=5$	$\chi_{optimal}$	$\chi=5$	$\chi_{optimal}$
0.21	0.032	0.032	0.075	0.075	0.47	0.47
0.51	0.035	0.003	0.029	0.016	0.39	0.05
0.71	0.017	0.003	0.018	0.005	0.17	0.04
1.11	0.010	0.000	0.002	0.002	0.09	0.04
2.20	0.020	0.000	0.008	0.001	0.20	0.03
3.30	0.03	0.000	0.022	0.000	0.33	0.04
4.30	0.00	0.00	0.000	0.000	0.01	0.01

Выбор оптимального значения параметра g . Параметр g определяет степень вычитания найденной гармоники из "грязной" периодограммы. Значение $g=1$ означает, что на каждом шаге очистки периодограммы найденная гармоника вычитается полностью. Для временных сеток, близких к равномерной, выбор параметра $g < 1$ позволяет улучшить качество очистки периодограммы [11]. Проведенные нами расчеты показали, что для сильно неравномерных рядов, рассматриваемых в настоящей статье, выбор значения $g=1$ является оптимальным.

Выбор оптимального значения параметра X_q . Значение X_q определяет порог обнаружения сигнала в шуме с вероятностью $\alpha = 1 - q$ для равномерных и неравномерных временных рядов. Для получения значения этого параметра мы моделировали белый шум для данной временной сетки и исследовали статистику максимальных отсчетов периодограммы.

Предположим, что проведено $N \gg 1$ экспериментов по моделированию белого шума и для m экспериментов максимальный отсчет превышает X_q . В этом случае полагаем $\alpha = 1 - m/N$.

4. Степень достоверности определяемых гармонических компонент исследуемого сигнала. В случае сильно неравномерных временных рядов применение алгоритма CLEAN для очистки периодограмм не дает полной уверенности в том, что найденная периодическая составляющая анализируемого временного ряда реально присутствует в ряде, а не является ложной компонентой. Кроме того, даже если найденная в результате анализа конкретного ряда гармоническая компонента реально присутствует в ряде, точность определения ее параметров может быть низкой.

Для установления степени достоверности присутствия найденной гармонической компоненты в исследуемом временном ряде и для оценки ошибок в определении ее параметров будем использовать следующую методику. Предположим, что при применении алгоритма CLEAN к анализируемому временному ряду была выделена компонента с параметрами ν, A, φ . Построим последовательность модельных временных рядов с фиксированным значением A и значениями параметров ν и φ в промежутках $\nu_{min} \leq \nu_{max}$ и $\varphi_{min} \leq \varphi_{max}$, выбранных таким образом, чтобы охватить все возможные для данного процесса значения параметров ν и φ . В частности, значения φ выбираются в промежутке $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Для всех значений сетки (ν, φ) выполняется анализ модельного временного ряда с использованием алгоритма CLEAN и находятся параметры ν^*, A^*, φ^* . Далее определяются ошибки определения параметров модельного ряда: $\Delta \nu = |\nu - \nu^*|$, $\Delta A = |A - A^*|$ и $\Delta \varphi = |\varphi - \varphi^*|$.

Выбирается *критерий точности* определения данного параметра, сводящийся к выбору максимально возможного отклонения точного и определенного значения каждого из параметров для анализируемого процесса. То есть предполагается, что если ошибки определения параметров найденной гармонической компоненты ν^*, A^* и φ^* не превысили выбранных максимальных отклонений, то данная компонента присутствует в анализируемом процессе. Если же ошибка в определении величины хотя бы одного параметра превысила максимально возможную, то считается, что данная гармоническая компонента на рассматриваемой временной сетке не может быть восстановлена с достаточной степенью точности.

Из предварительного анализа, проведенного нами в работе [6], найдено, что частоты возможных периодических компонент вариаций профилей линий для временной сетки, представленной на рис.1, находятся в промежутке $0.3 + 2.0 d^{-1}$.

Выберем три критерия точности:

Критерий А: $|v - v^*| < 0.1$, $|A - A^*| < 0.1$ и $|\varphi - \varphi^*| < 0.1$;

Критерий В: $|v - v^*| < 0.2$, $|A - A^*| < 0.2$ и $|\varphi - \varphi^*| < 0.2$;

Критерий С: $|v - v^*| < 0.5$, $|A - A^*| < 0.5$ и $|\varphi - \varphi^*|$ - любое.

Предполагается, что время измеряется в днях, частоты в d^{-1} , а фазы φ - в радианах. Амплитуды всех модельных профилей полагались равными 1.

Использование критериев А и В позволяет с достаточно высокой степенью надежности судить о частоте, амплитуде и фазе искомого периодического процесса, тогда как критерий С говорит только о том, что в данном временном ряде присутствует периодический процесс, но для надежного определения характеристик этого процесса необходимо проведение дополнительных наблюдений.

Используя введенные критерии точности определения параметров v , A и φ , введем функцию достоверности $R(v, \varphi, K)$, определив ее следующим образом:

$$R(v, \varphi, K) = \begin{cases} 1, & \text{критерий } K \text{ выполнен,} \\ 0, & \text{критерий } K \text{ не выполнен.} \end{cases} \quad (4)$$

Очевидно, что значения функции достоверности $R(v, \varphi, K)$ зависят от выбора критерия точности K . Степень надежности выделения искомой гармонической компоненты из временного ряда удобно иллюстрировать с помощью карт достоверности, показывающих значения функции $R(v, \varphi, K)$ в зависимости от значений v и φ .

Пример подобных карт для временных сеток, представленных на рис.1, и критериев точности А, В и С представлен на рис.2. На рисунке черным цветом выделены области параметров v и φ , в которых функция достоверности $R(v, \varphi, K) = 1$. В этой области можно восстановить параметры модельного ряда с заданной точностью. Из рисунка видно, что при использовании самого слабого критерия точности С можно восстановить параметры гармонической компоненты, заданной на всех рассматриваемых временных сетках, в области $v \geq 2$ при всех возможных значениях φ и для всех рассматриваемых временных последовательностей.

В то же время для ряда с большими пропусками (средняя и правая карты достоверности в нижнем ряду) в области $v \leq 2$ возможность определения параметров v и φ зависит от их конкретных значений. И, например, для временной последовательности 3 существуют области частот

ν (в частности, при $\nu = 2$), в которых параметры гармонической компоненты, реально присутствующей во временном ряду, не могут быть восстановлены ни при каких значениях ϕ .

При использовании более строгих критериев точности и В (верхний и средний ряды карт достоверности на рис.2) область нулевых значений функции достоверности $R(\nu, \phi, \mathcal{K})$ существенно увеличивается. Даже в случае проведения наблюдений без пропусков для критерия точности А (левая карта достоверности в верхнем ряду рис.2) существует очень большая область значений параметров ν и ϕ , в которой гармонический компонент

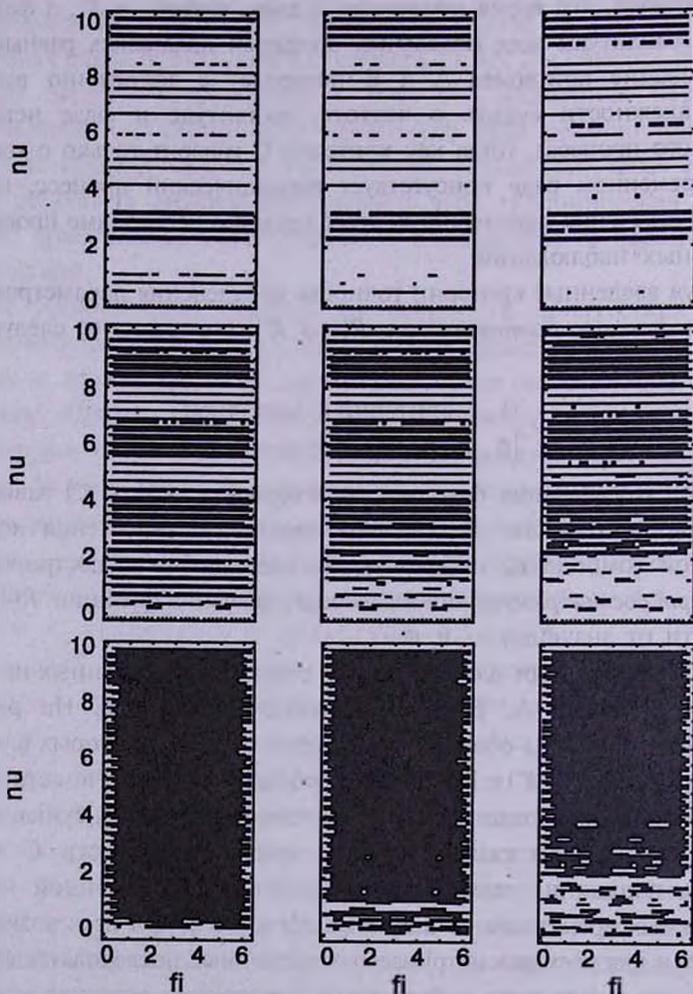


Рис.2. Карты достоверности определения параметров ν и ϕ для критериев точности А (верхний ряд), В (средний ряд) и С (нижний ряд). В каждом из рядов левая карта соответствует временной последовательности 1 (круглосуточные наблюдения в течение четырех ночей), средняя - последовательности 2 (наблюдения в течение четырех ночей, в течение 10 часов в каждую ночь) и правая - последовательности 4 (наблюдения с пропуском третьей ночи). Значение $T = 6$.

ряда принципиально не восстановим с заданной степенью точности.

На рис.3, в более подробном, чем на предыдущем рисунке масштабе, представлены карты достоверности для гармонического сигнала с пара-

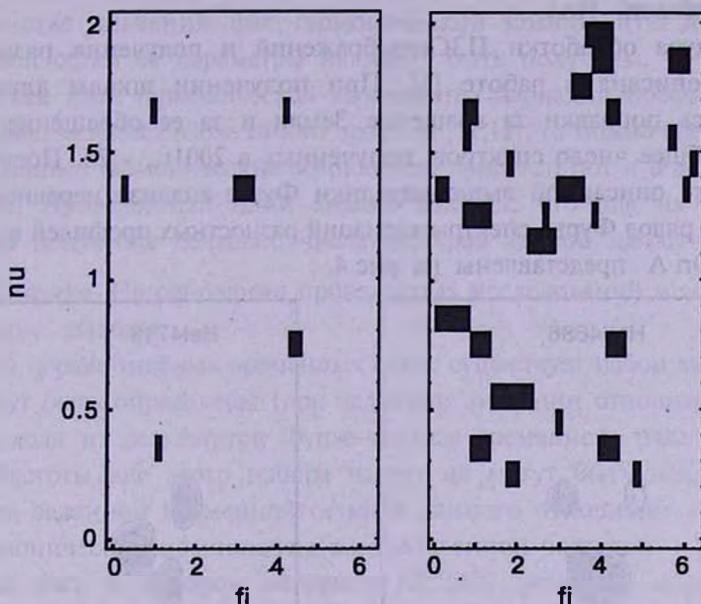


Рис.3. Карты достоверности определения параметров ν и ϕ для реальной временной последовательности (последовательность 5 на рис.1). Слева - значения для критерия точности А, справа - критерия В.

метрами $\nu \in [0, 2]$ и $\phi \in [0, 2\pi]$.

Из рисунка ясно видно, что при выборе критерия точности А восстановление компонент периодического сигнала, присутствующего в анализируемом временном ряде на временной сетке с большими пропусками, возможно только для очень узкой области параметров ν и ϕ .

Переход от критерия точности А к критерию В увеличивает область достоверного восстановления параметров гармонических компонент, но и в этом случае для большинства возможных значений параметров ν и ϕ гармоническая составляющая, заведомо присутствующая в анализируемом ряде, принципиально не восстанавливаема.

5. Поиск регулярных компонент вариаций профилей в спектре звезды λ Ori A. Для тестирования рассмотренной в предыдущих разделах методики оптимального поиска гармонических компонент сигнала мы проанализировали вариации профилей линий в спектре звезды λ Ori A. Наблюдения λ Ori A были проведены 29 ноября - 4 декабря 2001г. на 1-м телескопе CAO в течение трех наблюдательных ночей.

Наблюдения проводились с использованием куде-эшелле спектрометра CEGS 1-м телескопа CAO. В качестве приемника использовалась ПЗС-

система фирмы Wright Instruments с размером приемника 1242×1152 пикселей. При ширине входной щели спектрографа $2''$ в диапазоне $\lambda = 4000 - 8000 \text{ \AA}$ достигается спектральное разрешение $R = 45000$ (0.08 \AA / пиксел в области $H\alpha$).

Процедура обработки ПЗС-изображений и получения разностных спектров описана в работе [6]. При получении шкалы длин волн учитывались поправки за вращение Земли и за ее обращение вокруг Солнца. Общее число спектров, полученных в 2001г., - 75. Полученные в результате описанной выше методики Фурье-анализа неравномерных временных рядов Фурье-спектры вариаций разностных профилей в спектре звезды λ Ogi A представлены на рис.4.

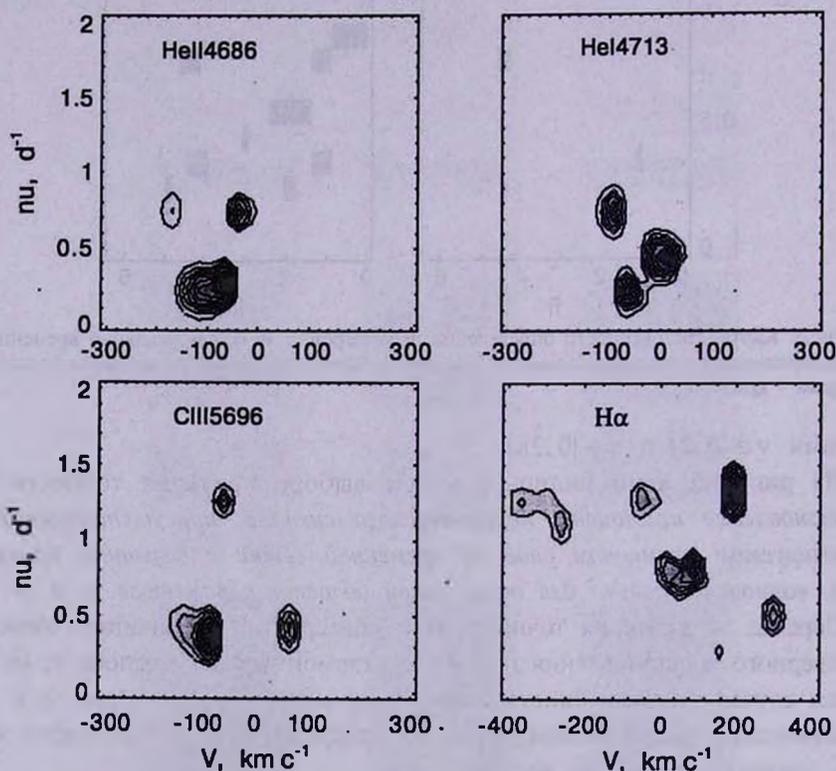


Рис.4. Фурье-спектры вариаций разностных профилей линий $\text{HeII} \lambda 4686$, $\text{HeI} \lambda 4713$, $\text{CIII} \lambda 5696$ и $H\alpha$ в области частот $\nu = 0 - 2 \text{ d}^{-1}$. Представлены только значения амплитуды Фурье-спектров, соответствующие уровню значимости гипотезы о присутствии данной переменной компоненты профилей $1 - q > 0.999$. Более темные значения на рисунках соответствуют большим значениям амплитуды.

Исходя из результатов предыдущего анализа и используя полученные нами карты достоверности, мы можем сделать вывод о присутствии в вариациях профилей линий в спектре звезды гармонических компонент с частотами $\nu_1 = 0.5 \text{ d}^{-1}$, $\nu_2 = 0.75 \text{ d}^{-1}$ и $\nu_3 = 1.3 \text{ d}^{-1}$, однако мы не можем

сделать точных указаний о локализации данных компонент в конкретных интервалах длин волн (доплеровских скоростей), так как результаты анализа, проведенного в предыдущем разделе, показывают, что при большинстве значений фаз гармонической компоненты для данной временной сетки ее параметры не могут быть получены.

Так как фаза гармонической компоненты вариаций профилей линий непрерывно меняется вдоль самого профиля [11,12], то можно предположить, что найденные гармонические компоненты присутствуют и в других частях профиля. Проведенный нами анализ показал, что для их выявления требуется получение большего числа спектров данной звезды (200-300).

6. Выводы. На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- Для неравномерных временных сеток существует набор частот, которые могут быть определены (при заданном значении отношения сигнал/шум) исходя из результатов Фурье-анализа временного ряда на данной сетке. Частоты вне этого набора частот не могут быть найдены.

- Для заданной временной сетки и данного отношения сигнал/шум для гармонической компоненты с определенной частотой ν существует интервал фаз, в котором алгоритм CLEAN (или его модификации) позволяет найти параметры A и ϕ компоненты ν с заданной точностью. Вне данного интервала фаз эта задача не может быть решена.

- Существуют области частот и фаз ν , ϕ , в которых параметры A и ϕ гармонических компонент не могут быть найдены с достаточно высокой точностью (критерии A и B) даже для равномерных временных рядов.

Авторы выражают благодарность В.В.Витязеву за внимательное прочтение рукописи и сделанные им замечания, способствующие значительному улучшению текста статьи. Работа поддержана грантом Минобразования России Е02-11.0-13 и грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-1088.2003.3.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Астрономический институт, Россия, e-mail: afk@theor1.astro.spbu.ru

STOKHASTIC DATA IN ASTRONOMY: FOURIER-ANALYSIS OF STRONGLY UNEVEN TIME SERIES

A.F.KHOLTYGIN, A.B.SHNEIWAIS

A detail analysis of the CLEAN algorithm for strongly uneven time series is given. The limits of parameters which can be estimated for a given time grid are obtained. The results of our analysis are used for searching the harmonic components in line profile variations in the spectra of O8III star λ Ori A obtained in 2001 with 1-m telescope of the Special Astrophysical Observatory RAN.

Key words: *stars: early type: line profiles: variability*

ЛИТЕРАТУРА

1. З.Брандт, Статистические методы анализа наблюдений, Мир, М., 1975, с.87.
2. В.В.Витязев, Анализ равномерных временных рядов, Изд. СПбГУ, 2001.
3. В.В.Витязев, Анализ неравномерных временных рядов, Изд. СПбГУ, 2001, с.68.
4. И.Добеши, Десять лекций по вейвлетам, М., 2001.
5. Ю.Н.Тюрин, А.А.Макаров, Анализ данных на компьютере, Инфра-М, М., 2003, с.544.
6. А.Ф.Холтыгин, Д.Н.Монин, А.Е.Сурков, С.Н.Фабрика, Письма в Астрон. ж., 29, 208, 2003.
7. J.Foster, Astron. J., 109, 1889, 1995.
8. J.Foster, Astron. J., 111, 541, 1996.
9. J.A. de Jong, H.F.Henrichs, S.Schrijvers et al., Astron. Astrophys., 345, 172, 1999.
10. J.A. de Jong, H.F.Henrichs, L.Kaper et al., Astron. Astrophys., 368, 601, 2001.
11. L.Kaper, H.F.Henrichs, A.W.Fullerton et al., Astron. Astrophys., 327, 281, 1997.
12. L.Kaper, H.F.Henrichs, J.S.Nichols et al., Astron. Astrophys., 344, 231, 1999.
13. C.Neiner, A.M.Hubert, M.Floquet et al., Astron. Astrophys., 388, 899, 2002.
14. D.H.Roberts, J.Lehar, J.W.Dreher, Astron. J., 93, 968, 1987.

УДК: 524.3:524.5

CO OBSERVATIONS OF SOUTHERN MOLECULAR CLOUDS. OUTFLOWS FROM YOUNG STELLAR OBJECTS GRV 8 AND GRV 16

A.L.GYULBUDAGHIAN¹, J.MAY²

Received 24 May 2004

Accepted 10 November 2004

¹²CO (1-0) observations of two Southern dark clouds (globules) associated with cometary nebulae GRV 8 (a biconical nebula) and GRV 16 (a cone-like nebula) are presented. GRV 8 shows an outflow from the central part of the nebula (where in 2MASS images a star is located, which is perhaps responsible for this outflow), however, both lobes of the outflow are redshifted with a velocity of +1.95 km/s with respect to the molecular cloud. The two opposite redshifted lobes are a rather rare phenomenon that could be explained by the presence of a double star instead of a single one as the engine responsible for the outflow. The two lobes are almost parallel to the axis of symmetry of the biconical nebula. In the case of the cone-like nebula GRV 16 we observe a bipolar outflow, where the eastern blueshifted lobe has a velocity of -4 km/s with respect to the molecular cloud, and the western redshifted one has a velocity +2.5 km/s. The outflow has a direction almost coinciding with the axis of symmetry of the cone-like nebula. The star associated with the cone-like nebula is responsible for this outflow.

Key words: *ISM:molecular clouds:individual:GRV 8, GRV 16*

1. Introduction. This paper is the second in the series of papers devoted to the observations of Southern molecular clouds, connected with YSOs (young stellar objects) from the lists of southern unstable objects [1] and [2] (the first paper from this series is [3], where the data on fast rotation of a dark globule is presented). In several clouds we observed molecular outflows (redshifted or blueshifted, or both redshifted and blueshifted), and in one case we detected the rotation of a cloud with high angular velocity (in paper [3] the rotation of a globule connected with the YSO object CLN 127-128 is presented).

The molecular outflows can be divided in two types: 1. Outflows connected with massive stars (or protostars) in large star-forming regions (e.g. core of the Orion molecular cloud), 2. Outflows associated with stars of low and intermediate masses (e.g. T Tauri or Herbig Ae/Be type stars) [4].

In this paper we present the results of observations of two molecular clouds connected with objects GRV 8 and GRV 16, YSOs from the list [1]. In both cases we have molecular outflows; a bipolar outflow appears associated with GRV 16, while a rather peculiar one appears connected with GRV 8, where both opposite lobes are redshifted.

The ^{12}CO (1-0) observations were carried out with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope) telescope at Cerro La Silla, Chile. The telescope beam size at 115 GHz is $45''$ and the beam efficiency is 0.70. The positions toward the source were observed with a spacing of $40''$ in frequency-switched mode, with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped with a SIS detector and a high-resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s.

2. *Observations of a molecular cloud connected with GRV 8.* The distance to GRV 8 is estimated as 1450 pc, assuming that GRV 8 is in the OB-association Vela OB 1, which is at this distance [5] (in [5] this object

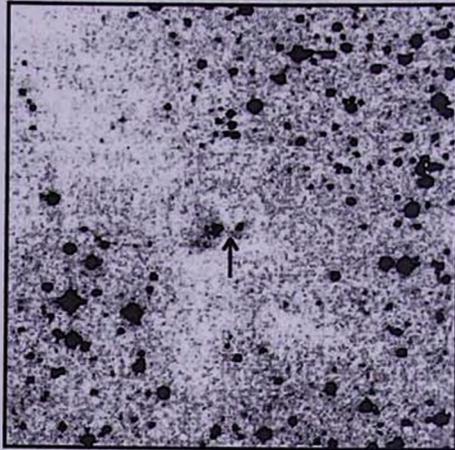


Fig.1. DSS2 *R* image of GRV 8. N is to the top, E to the left. The sizes of image are $6' \times 6'$. The arrow shows the centre of biconical nebula, where in 2MASS images a star is situated.

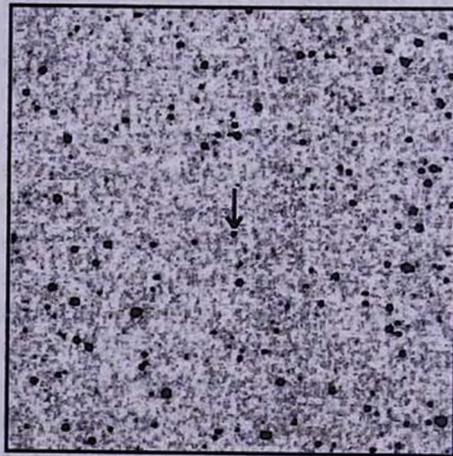


Fig.2. 2MASS *K* image of GRV 8. N is to the top, E to the left. The sizes of image are $6' \times 6'$. The arrow shows the star, associated with GRV 8. In the very vicinity of this star several nebular objects are present.

RA: 09^h16^m48^s.0 (1950)

Dec: -46^d06'00" (1950)

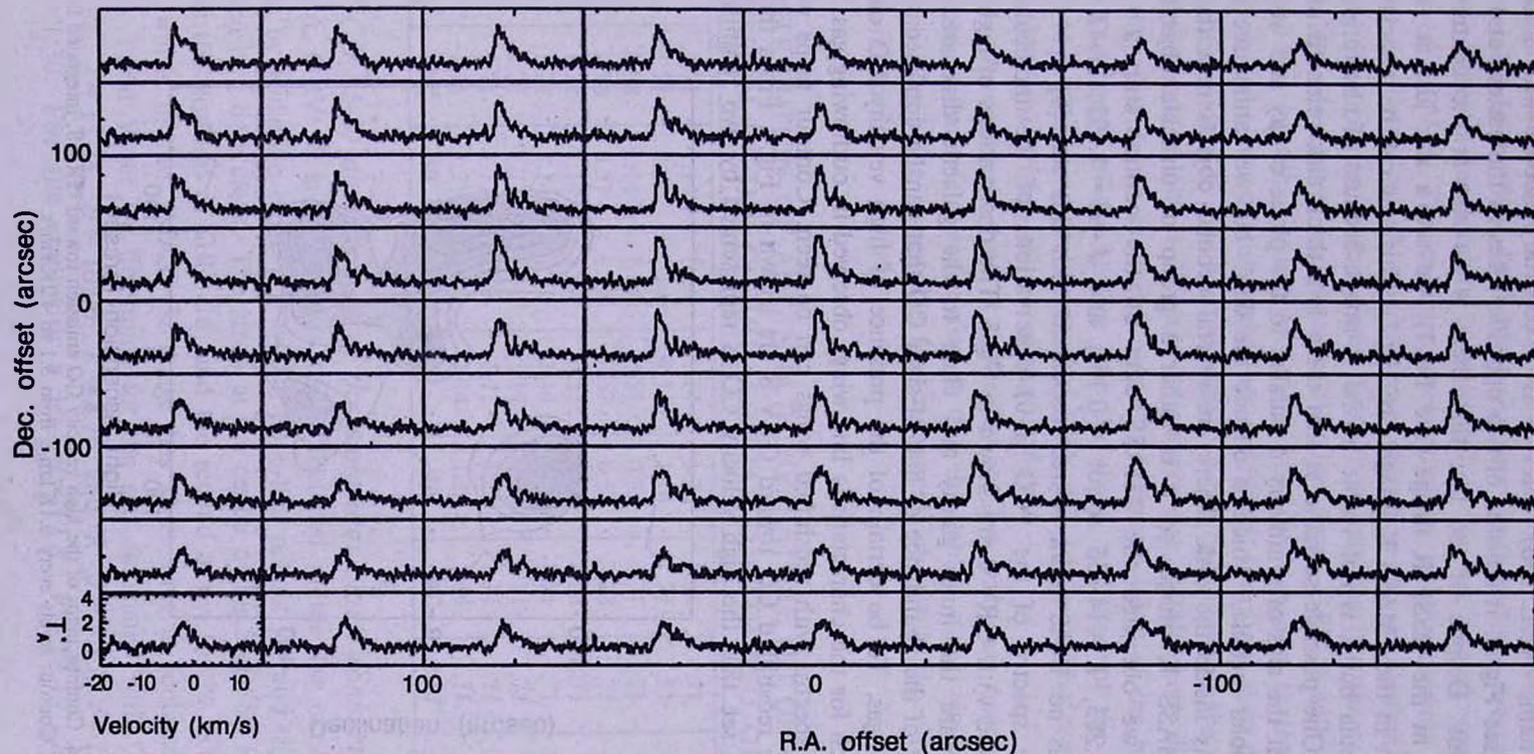


Fig.3. CO spectra of the molecular cloud associated with GRV 8 (HHL53 d).

has a name HHL 53d). GRV 8 is a cometary nebula with a biconical shape (see Fig.1). It consists of two opposite lobes in the eastern and western directions. Despite of the fact that there is no star at the centre of this nebula in the DSS2 R image (see Fig.1), we see a star just at the same position in the 2MASS K image (see Fig.2). This star can be associated with the nebula but it is not visible in the R image because of absorption in the cloud. One possible scenario is that there is a thick disk oriented in such a way that the axis of symmetry is parallel to the plane of sky and we can see the bipolar nebula, which is outside the disk, but we cannot see the star, which is inside the disk. There are several nebular objects near the star in the 2MASS K image, so it is rather a group of unstable objects. From Vizier we obtained the 2MASS data on the central star: $J=16.876$, $H=15.283$, $K=14.355$ (error = 0.15), and $J-H=1.593$, $H-K=0.928$. There is no IRAS point source associated with this star [6].

The spectra of the ^{12}CO (1-0) observations of the molecular cloud connected with GRV 8 are shown in Fig.3. The observations of high velocity CO toward the inner galaxy and close to the galactic disk are difficult, because of the abundance of line-of-sight CO that can be confused with high velocity gas. To be certain of the presence of high velocity CO one needs to search for the characteristic line wings observed in outflowing gas. In Fig.3 several spectra with redshifted wings can be seen. Contour maps with high velocity redshifted CO toward GRV 8 are shown in Fig.4. From these maps we can see that the high velocity CO is represented by two redshifted lobes

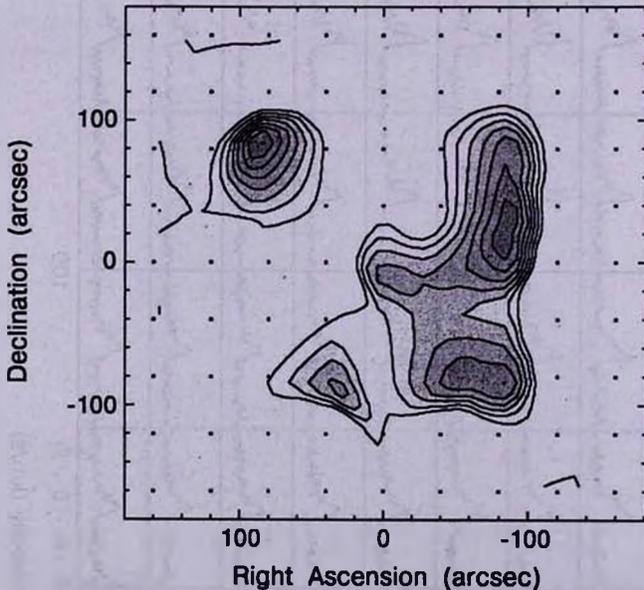


Fig.4. Contour maps of the high velocity CO emission toward GRV 8, integrated from -3 to 1.5 km/s. Contour levels every 0.1K km/s from 3.1 to 4.2K km/s.

in both eastern and western directions from the center position, showing a peculiar molecular outflow. In Table 1 the data on these lobes are presented where the antenna temperature is expressed in K. An asterisk marks the position of GRV 8. The columns correspond to right ascension (1950), increasing from right to left, and the rows correspond to declination (1950), increasing from bottom to top. From Table 1 we can see that there are two opposite lobes in eastern and western directions from GRV 8 with velocity -1.8 km/s, that is with a velocity of $+1.95$ km/s with respect to the cloud. It means that the two opposite lobes are redshifted. From the data of Table 1 (with equal widths of rows and columns) we can conclude that the position angle of the eastern lobe is 80° , and of western one is 285° , both directions almost aligned with the symmetry axis of the optical lobes of the biconical nebula. The length of the eastern lobe is 1.02 pc, and that of the western one is 0.44 pc (assuming the distance to GRV 8 is 1450 pc). The central star is presumably the driving source of the outflow.

This case, where we have a molecular outflow with two opposite redshifted lobes is rare. Our explanation is that the central star is double, with one of the stars being responsible for the eastern lobe while the other - for the western one.

Table 1

DISTRIBUTION OF ANTENNA TEMPERATURE (K) OF CO EMISSION IN THE CLOUD ASSOCIATED WITH YSO GRV8

1.71	1.71	1.14	1.14	1.14	1.71	1.14	1.71	1.71
1.71	1.71	0.57	1.14	1.14	1.14	1.71	1.71	1.71
1.71	2.28	1.14	1.14	0.57	0.57	1.71	1.71	1.71
2.28	2.28	0.57	1.14	0.57	0.57	2.28	1.71	1.71
2.28	1.71	1.14	1.14	0.57*	1.14	2.28	1.71	1.71
2.28	1.71	1.14	1.71	1.14	1.71	1.71	1.71	1.14
1.71	1.71	1.71	1.71	1.14	1.71	1.71	1.71	1.14
1.71	1.71	1.71	1.71	1.71	1.71	1.71	1.71	1.14
1.71	1.71	1.71	1.71	1.14	1.14	1.14	1.71	1.14
160"	120"	80"	40"	0"	-40"	-80"	-120"	-160"

3. ^{12}CO (1-0) observations of the molecular cloud connected with GRV 16. GRV 16 is a star (this star is included in the list of suspected variables by Kukarkin et al. [7]) with a cone-like nebula [1] and this object is situated in a dark cloud. The arrow at the centre of Fig.5 (DSS2 R image) indicates the position of GRV 16, and the second arrow to the NW shows a star, which in the 2MASS K image has a jet with a condensation at the end. From Vizier we determine for the star associated with GRV 16: $R = 16.88$, $J = 11.73$, $H = 10.06$, $K = 8.76$ and $R - J = 5.15$, $J - H = 1.67$, $H - K = 1.30$. For the star with a jet: $B = 12.8$, $V = 12.19$, $R = 11.7$,

$J=10.64$, $H=10.35$, $K=10.22$ and $B-V=0.61$, $R-J=0.86$, $J-H=0.30$, $H-K=0.12$. For the condensation we get: $J=13.96$, $H=12.14$, $K=11.36$ (error is about 0.03) and $J-H=1.83$, $H-K=0.78$.

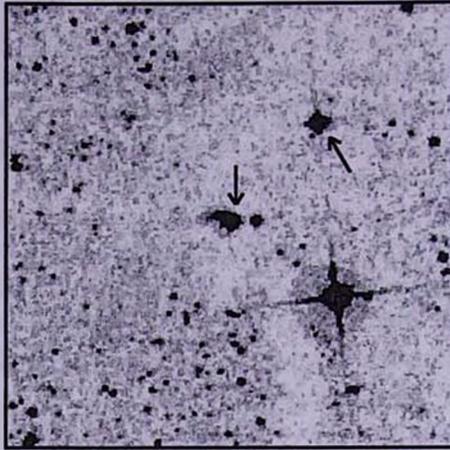


Fig.5. DSS2 R image of a cone-like nebula GRV 16. N is to the top, E to the left. The sizes of image are 6'x6'. The arrow in the centre of image shows the object GRV 16, the second arrow (to NW) shows the star with a jet, visible in 2MASS images.

In Table 2 we present near IR data on several types of stars, namely: T Tauri type stars (№1 and 2), Herbig Ae/Be stars (№3-8), a star associated with GRV 8 (№9), a star associated with GRV 16 (№10), a star with a jet in NW direction from GRV 16 (№11), a condensation at the end of this jet (№12), and two occasional late M type stars from [8] (№13 and 14). In Table 2 the following information is given: the number for each

Table 2

NEAR IR COLOURS FOR SEVERAL TYPES OF STARS

NN	Name	Spectra	$R-J$	$J-H$	$H-K$
1	T Tauri	F8Ve - K1IV-Ve	1.46	1.0	0.91
2	V350 Cep	M2	2.0	1.02	0.68
3	V380 Ori	A+neb	2.71	1.14	1.02
4	NX Pup	A0/F2IIIe	1.42	1.29	1.21
5	T Ori	B8 - A3eap	1.68	1.03	1.02
6	PV Cep	A5e + shell	4.45	2.85	2.2
7	HK Ori	B7 - A4ep	3.0	1.1	1.0
8	MWC 1080	B0e + shell	3.54	1.48	1.15
9	GRV 8 (star)	----	----	1.59	0.93
10	GRV 16 (star)	----	5.15	1.67	1.30
11	Bright star	----	1.06	0.30	0.12
12	condensation	----	----	1.83	0.78
13	HD 13913	M9	4.3	0.9	0.32
14	HD 14028	M9	7.1	1.08	0.38

star (column 1), the name of each star (column 2), the spectra of the stars (column 3), and the values of near IR colours (columns 4-6) (from Vizier).

From Table 2 we can conclude that the near IR colours for the stars associated with GRV 8 and GRV 16 are closer to the values for Herbig Ae/Be stars rather than to T Tauri type stars. For star with a jet (star №11) near IR colours are rather small, that is, this star has no thick circumstellar disk. Assuming that the condensation (№12) at the end of star №11 is a very red star just because it is invisible, but since the star connected with it by a jet is rather bright, we can suppose that the condensation is a late M type star. If we compare the data for the condensation (№12) with occasional late M type stars (№13 and 14), it is evident that the condensation has much larger values of near IR colours, and hence the condensation presumably has a circumstellar disk.

GRV 16 is associated with an IRAS point source IRAS 14568-6304. In [9] a rather successful attempt was done for classification of IR sources on the basis of their IR colours. Three quantities are involved: $R(1,2) = \log((F(25) \times 12)/(F(12) \times 25))$; $R(2,3) = \log((F(60) \times 25)/(F(25) \times 60))$; $R(3,4) = \log((F(100) \times 60)/(F(60) \times 100))$. For different kinds of IR sources these parameters have been computed and for the following three types of young objects these parameters are within the ranges: 1) objects associated with water masers, $R(1,2) = (0.2 - 0.8)$, $R(2,3) = (0 - 1.3)$, $R(3,4) = (-0.3 - 0.3)$; 2) T Tauri type stars, $R(1,2) = (-0.25 - 0.15)$, $R(2,3) = (-0.5 - 0.1)$, $R(3,4) = (-0.25 - 0.2)$; and 3) cold sources embedded in dark clouds, $R(3,4) > 0.3$. Since for the source IRAS 14568-6304 we obtain from [5]: $R(1,2) = -0.05$, $R(2,3) = -0.07$, $R(3,4) = -0.19$, we can conclude that this source is a type 2 source, that is, its IR colours are typical for a T Tauri type star. We could anticipate such result because all the so far known cone-like nebulae are associated mainly with T Tauri type or Herbig Ae/Be type stars.

In [5] the distance to GRV 16 is estimated as 1500 pc, assuming that the cloud is in the OB-association Cen OB 1, which is located at this distance (in [5] GRV 16 has the name HHL 53f). The position angle of the axis of symmetry of the cone-like nebula is 110° .

^{12}CO (1-0) spectra of the molecular cloud associated with GRV 16 are shown in Fig.6. The main peak at -6 km/s corresponds to the velocity of the cloud, while the weaker and high velocity emission at -10 km/s (Fig.7) and -3.5 km/s (Fig.8) indicates the presence of a bipolar molecular outflow associated to GRV 16. In Table 3 the distribution of antenna temperature (K) of the high velocity CO at -10 km/s is presented. The columns correspond to right ascension (1950), increasing from right to left (the width of each column is $40''$), and the rows correspond to declination (1950), increasing from bottom to top (the width of each row is $40''$). An asterisk marks

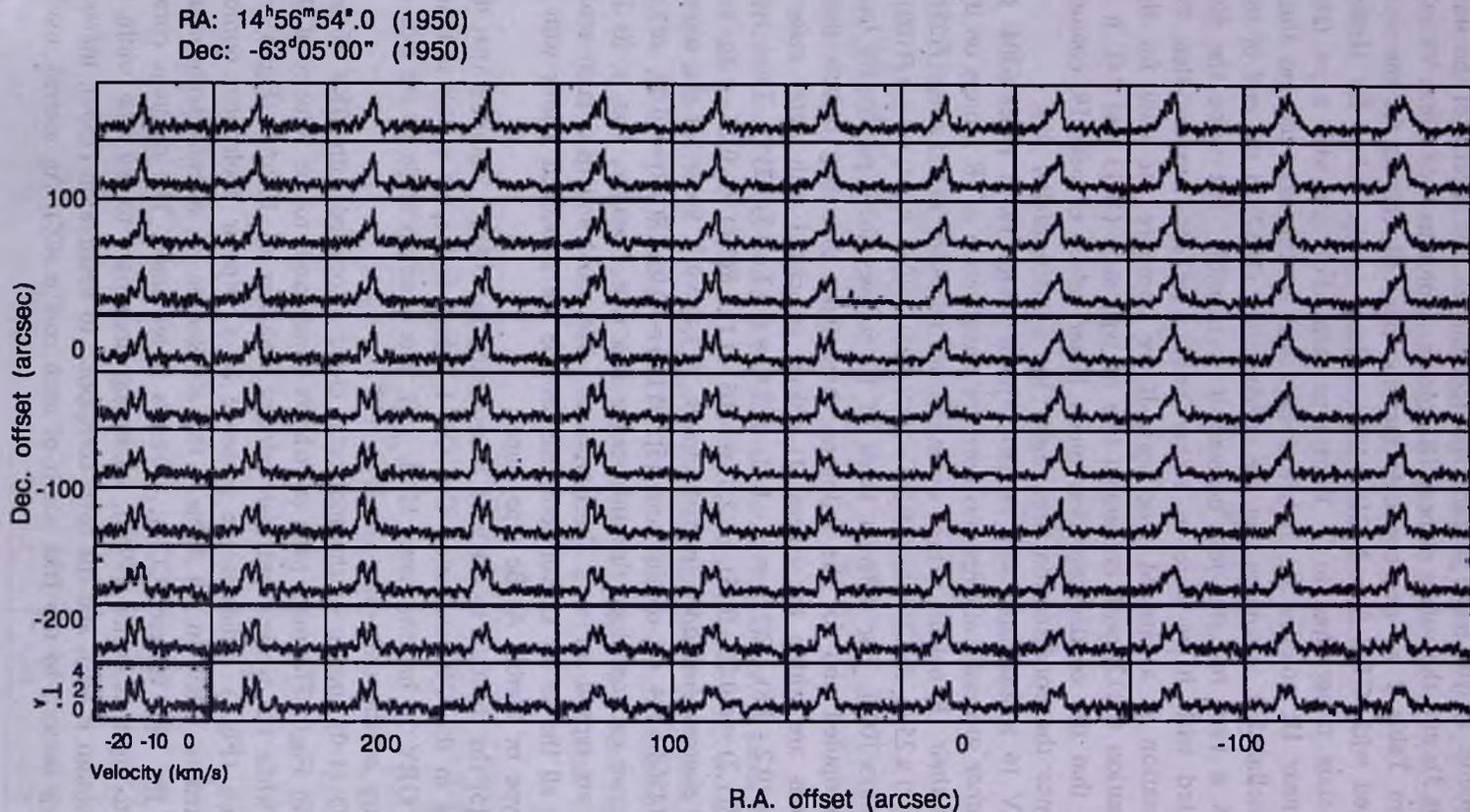


Fig.6. CO spectra of the molecular cloud associated with GRV 16 (HHL 53f).

the position of GRV 16. Table 3 and Fig.7 show that there is an eastern blueshifted component of a bipolar outflow with position angle 125° , which is rather close to the position angle of axis of symmetry of the cone-like nebula, 110° . The length of the blueshifted molecular lobe is 1.35 pc, assuming a distance to GRV 16 of 1500 pc. The velocity of blueshifted lobe with respect to the ambient material of the cloud is -4 km/s. Fig.8 shows a map of the redshifted high velocity CO emission in the western direction

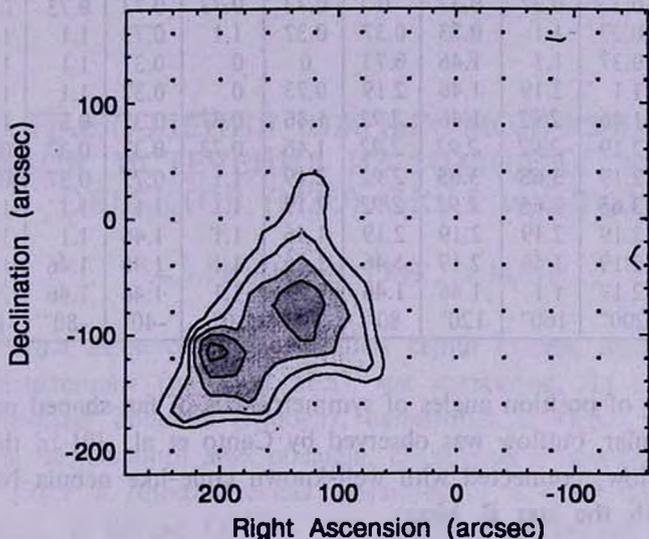


Fig.7. Contour map of the high velocity CO emission toward GRV 16 integrated from -12 to -8 km/s. Contour levels every 0.5 K km/s from 5.5 to 8 K km/s.

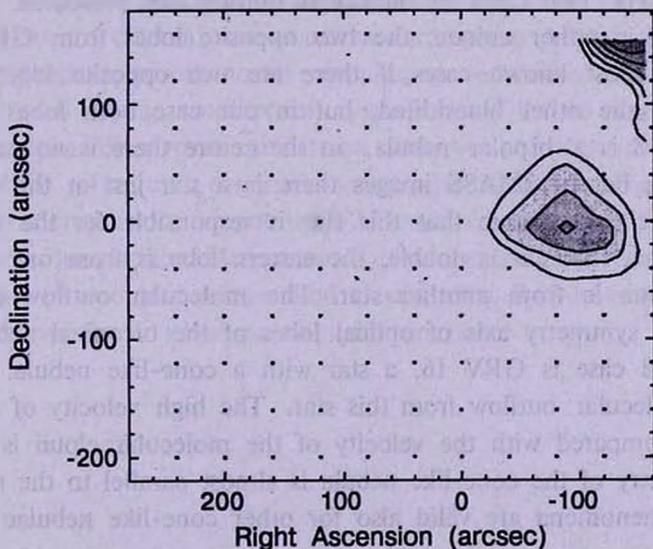


Fig.8. Contour map of the high velocity CO emission toward GRV 16 integrated from -5 to -2 km/s. Contour levels every 0.5 K km/s from 1.5 to 4.5 K km/s.

from GVR 16. This redshifted component is much weaker than the blue-shifted one (presumably because of absorption). The velocity of redshifted lobe with respect to the ambient material of the cloud is +2.5 km/s. The

Table 3

DISTRIBUTION OF ANTENNA TEMPERATURE (K) OF CO EMISSION IN THE CLOUD ASSOCIATED WITH YSO GRV 16

0	0	0.37	0.37	0.37	0	0.73	0.73	0.73	0.73	0.73	1.46
0	0	0.37	1.1	0.73	0.37	0.37	1.1	0.73	1.1	1.1	1.46
0.37	0.37	0.37	1.1	1.46	0.73	0	0	0.37	1.1	1.1	1.46
0.73	1.1	1.1	2.19	1.46	2.19	0.73	0	0.37	1.1	1.46	1.46
1.46	1.1	1.46	2.92	1.46	2.92	1.46	0.37*	0.37	0.37	1.1	1.46
2.19	2.19	2.19	2.92	2.92	2.92	1.46	0.73	0.37	0.37	0.73	1.46
2.19	2.19	2.19	3.65	3.65	2.92	2.19	1.1	0.73	0.37	0.73	1.46
2.92	2.19	3.65	3.65	2.92	2.92	2.19	1.1	1.1	1.1	1.46	1.46
2.19	2.92	2.19	2.19	2.19	2.19	1.46	1.1	1.46	1.1	1.46	2.19
2.92	2.92	2.19	1.46	2.19	1.46	1.46	1.1	1.46	1.46	1.46	2.19
2.92	2.92	2.19	1.1	1.46	1.46	0.73	1.1	1.46	1.46	2.19	1.46
280"	240"	200"	160"	120"	80"	40"	0"	-40"	-80"	-120"	-160"

same similarity of position angles of symmetry axis of fan-shaped nebula and bipolar molecular outflow was observed by Canto et al. [9] in the case of molecular outflow, connected with well-known cone-like nebula NGC 2261 (associated with the star R Mon).

4. *Conclusions.* This paper is the second in the series of ^{12}CO (1-0) observations of dark clouds, connected with interesting southern YSOs (from lists [1] and [2]). Two cases of molecular outflow are presented. The first case, GRV 8, is rather unique: the two opposite lobes from GRV 8 are redshifted. In most known cases if there are two opposite lobes, one is redshifted and the other blueshifted, but in our case both lobes are redshifted. GRV 8 is a bipolar nebula, in the centre there is no star in the optical images, but in 2MASS images there is a star just at the centre of the nebula. We can assume that this star is responsible for the molecular outflow and that this star is double, the eastern lobe is from one star, and the western one is from another star. The molecular outflow is almost parallel to the symmetry axis of optical lobes of the biconical nebula.

The second case is GRV 16, a star with a cone-like nebula. There is a bipolar molecular outflow from this star. The high velocity of the blue-shifted lobe compared with the velocity of the molecular cloud is -4 km/s. Axis of symmetry of the cone-like nebula is almost parallel to the molecular lobes. Such phenomena are valid also for other cone-like nebulae (e.g. for NGC 2261).

Acknowledgements. J.M. acknowledges the partial support from FONDECYT through grant 1010431 and from the Chilean Centro de Astrofísica FONDAF 15010003.

¹ Byurakan Astrophysical Observatory, Armenia, e-mail: agyulb@bao.sci.am

² Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile, e-mail: jmay@das.uchile.cl

СО НАБЛЮДЕНИЯ ЮЖНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ. ИСТЕЧЕНИЯ ИЗ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ (МЗО) GRV 8 и GRV 16

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН¹, Х.МАЙ²

Эта статья является продолжением серии статей, посвященных СО (1-0) наблюдениям (на 15-м SEST мм телескопе, Ла Силлья, Чили) южных темных облаков (глобул), связанных с МЗО. Представлены результаты наблюдений двух облаков, связанных с кометарными туманностями GRV 8 (биконическая туманность) и GRV 16 (коническая туманность). В случае GRV 8 обнаружено биполярное истечение из центра кометарной туманности (где на 2MASS изображении есть звезда, ответственная за это истечение), обе половинки истечения сдвинуты в красную сторону спектра со скоростью +1.95 км/с по отношению к скорости самого облака, что является достаточно уникальным явлением. Оба молекулярных потока почти параллельны оси симметрии биконической туманности. В случае конической туманности GRV 16 зарегистрированы две половинки. Восточная половинка сдвинута в синюю сторону спектра со скоростью - 4 км/с по отношению к скорости самого облака, а западная - в красную сторону со скоростью +2.5 км/с, так что истечение, связанное с GRV 16, биполярное. Истечение имеет направление, почти совпадающее с осью симметрии конической туманности. За истечение ответственна звезда, связанная с конической туманностью.

REFERENCES

1. *A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, V.M.Villanueva*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., **25**, 19, 1993.
2. *A.L.Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzalez, R.Mendez*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., **40**, 137, 2004.
3. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **47**, 415, 2004.
4. *R.L.Snell*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., **7**, 79, 1983.
5. *A.L.Gyulbudaghian*, Astrofizika, **41**, 585, 1998.
6. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1988, Washington, D.C.
7. *B.V.Kukarkin*, New suspected variable stars, Moscow, 1982.
8. Star Catalogue 2000.0. V.1, eds. A.Hirshfeld, R.W.Sinnott, Sky Publishing Corporation, 1982.
9. *J.Wouterloot, C.Walmsley*, Astron. Astrophys., **168**, 237, 1986.
10. *J.Canto, L.F.Rodriguez, J.F.Barral, F.Carral*, Astrophys. J., **244**, 102, 1981.

УДК: 524.7

IRAS F02044+0957: AN INTERACTING SYSTEM

V.H.CHAVUSHYAN^{1,2}, O.V.VERKHODANOV^{3,4}, J.R.VALDÉS¹,
R.MÚJICA¹, S.A.TRUSHKIN³

Received 1 September 2004

Accepted 10 November 2004

A list of 750 objects has been compiled using the Astrophysical CATALOGs Support System (CATS) database, by cross-identifying sources in the IRAS catalogues and the catalogue of Texas survey at 365 MHz. We have carried out a search for optical counterparts of those objects, where the difference in positions between the two catalogues and the APM is less than 3". One of these sources, IRAS F02044+0957, was observed with the RATAN-600 radio telescope at four frequencies in April 1999. Optical spectroscopy of the components of the system was made with the 2.1-m telescope of the Guillermo Haro Observatory. The radio and optical spectra, the NVSS radio map and the optical and infrared images allow us to conclude that the steep spectrum ($\alpha = -0.94 \pm 0.02$) radio source IRAS F02044+0957 is a pair of interacting galaxies, a LINER and a HII galaxy, at $z=0.093$.

Keywords: *Galaxies: interactions - Infrared: galaxies - Radio continuum: galaxies*

1. **Introduction.** Using the CATALOGs Support System database (CATS, [1]) to cross-identify sources in the IRAS and Texas Survey [2] at 365 MHz catalogues, Trushkin and Verkhodanov [3,4] have compiled a list of about 750 objects. These objects have been classified on the basis of their radio spectrum, and two samples, one of steep spectrum radio sources ($S \sim \nu^\alpha$), with $\alpha < -0.9$ (128 objects), and the second of inverted spectrum, with $\alpha > 0.0$ (28 objects), were selected for further study. We searched for optical counterparts of the most reliable candidates, for which the IRAS, Texas Survey and optical positions agreed within 3" [5]. Optical positions were taken from the Automatic Plate Measuring machine (APM) catalogue of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS). From the sample of steep spectrum sources, we selected those without classifications in public databases; CATS, NASA/IPAC Extragalactic database (NED), and Lyon-Meudon Extragalactic database (LEDA). One of these objects is IRAS F02044+0957, identified with the NRAO VLA Sky Survey (NVSS) [6] radio source J020706+101147.

Since the spatial resolution of the IRAS survey at $60\mu\text{m}$ is about $1.5'/\text{pix}$, no additional details could be found in the corresponding infrared image of IRAS F02044+0957. The flux density at $60\mu\text{m}$ is 0.63 Jy, while at 12, 25, and $100\mu\text{m}$ only upper limits are reported in the IRAS Faint Source catalogue (see Table 1). The $20' \times 20'$ DSS1 E-plate image of IRAS F02044+0957, with the NVSS radio isophotes superposed is shown in Fig.1. Two extended objects

were found at the position of the IRAS source. The inspection of the higher spatial resolution DSS2 E-plate image shows that each of these extended objects was a double system (A-B and C-D, see Fig.2 and Table 2 for more

Table 1

OBSERVATIONAL PARAMETERS AND IR FLUXES OF
IRAS F02044+0957

Catalogue name	IFSC F02044+0957
RA, DEC (J2000)	020706.0 + 101148.1
$\Delta_{RA} \times \Delta_{DEC}$	$1.2'' \times 9''$
S 12 μm , Jy	0.38
S 25 μm , Jy	0.33
S 60 μm , Jy	0.67
S 100 μm , Jy	1.00

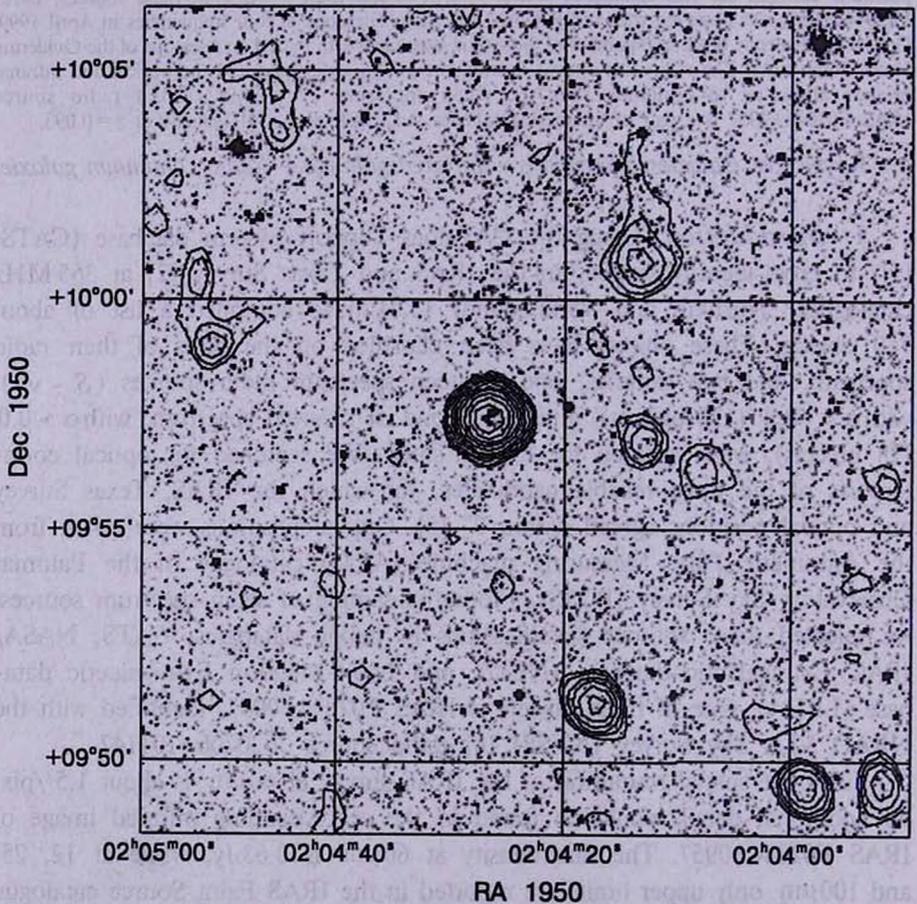


Fig.1. The NVSS radio isophotes overlaid on the DSS1 20' x20' image centered on IRAS F02044+0957. The radio isophotes are plotted in a linear scale with a step of 0.8 mJy/beam from the level of 0.8 mJy/beam. The rms of the map is 0.45 mJy/beam.

details). Therefore, taking into account the complexity of IRAS F02044+0957, we decided to study it, in order to determine the probable interacting nature of its components.

Table 2

THE COORDINATES AND MAGNITUDES OF THE IRAS F02044+0957 COMPONENTS FROM THE US NAVAL OBSERVATORY (USNO) CATALOGUE

Component	R.A. J2000.0	Dec. J2000.0	Blue magnitude
A	02 07 06.09	+10 11 47.4	16.0
B	02 07 06.24	+10 11 46.7	16.7
C	02 07 06.38	+10 11 33.5	...
D	02 07 06.67	+10 11 37.8	14.6 ¹
E ²	02 07 08.50	+10 11 17.9	19.1

¹ The magnitude of the C + D components.

² This object fell on the slit (see the discussion).

Here we report the results of the analysis of the radio properties of IRAS F02044+0957 system and of the spectroscopy study of its components. In

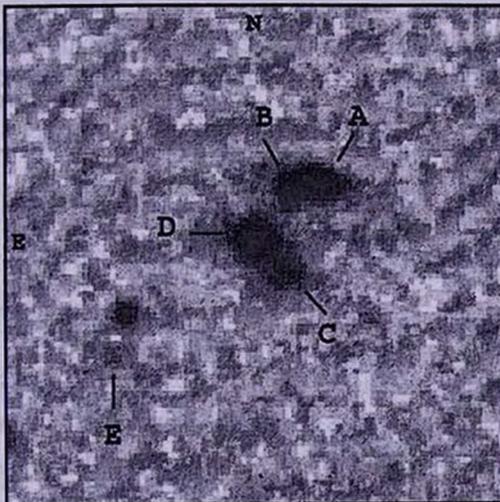


Fig.2. The 1'.5 x 1'.5 DSS2 image of IRAS F02044+0957. The source was resolved into four components (A, B, C, and D).

Sec.2 we describe the radio and optical observations. In sec.3 we discuss the results, and the conclusions are presented in Sec.4.

2. Observation.

2.1. *RATAN-600 observations.* Radio observations were carried out in

April 23-25, 1999 with the North Sector of the RATAN-600 telescope. The wide-band radiometer complex at four frequencies: 2.3, 3.9, 7.7 and 11.2 GHz, was used. The nearby non-variable radio source PKS 1345+12 was used as the flux density calibration source. The RATAN-600 radio flux densities, and those taken from the Texas and NVSS catalogues are given in Table 3.

The Texas radio interferometer and NVSS beam sizes were about 54" and 45", respectively. IRAS F02044+0957 is described as a pointlike source in [2] and [6]. However, Condon et al. [6] give an upper limit for the NVSS size of this object of 17".4 x 17".0.

2.2. Optical observations and data reduction. Optical spectroscopy of objects, marked A, B, C, D, and E in Fig.2, was obtained in August and November 1999. We used the 2.1-m telescope of the Guillermo Haro Observatory (GHO) in Cananea, Sonora, México, operated by the National Institute of Astrophysics, Optics and Electronics (INAOE). The Landessternwarte Faint Object Spectrograph and Camera (LFOSC, [7]) was used. A setup covering the spectral range λ 4200 - 9000 Å with a dispersion of 8.2 Å/pix was adopted. The effective instrumental spectral resolution is about 15 Å.

Table 3

THE RADIO FLUXES OF IRAS F02044+0957

ν MHz	S mJy	ΔS mJy	Survey/Telescope
365	398	51	TXS
1400	76.3	2.3	NVSS
2300	60	10	RATAN
3900	45	10	RATAN
7700	21	7	RATAN
11200	15	4	RATAN

Data reduction was done using the IRAF¹ packages and included bias and flat field corrections, cosmic rays cleaning, wavelength linearization and flux calibration. Fig.4 shows the optical spectra of objects A, B, C, and E. Object D is a star, its spectrum is shown in Fig.5.

The integrated emission line fluxes were determined by means of the spectral analysis software package, developed by Vlasjuk (private communication) at the Special Astrophysical Observatory. With this software is possible to determine the best-fit Gaussian profile of emission lines, and to deblend closely spaced lines, as is the case of H α λ 6563 Å and [NII]

¹ IRAF is the Image Reduction and Analysis Facility distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA) under agreement with the National Science Foundation (NSF).

$\lambda\lambda$ 6548, 6584 Å lines. In our data, this blending is due to the combined effects of the spectral resolution of the spectrograph and to the intrinsic width of the emission lines of the objects. In order to measure the intensities of $H\alpha + [NII]$ components we have used a three Gaussian component function

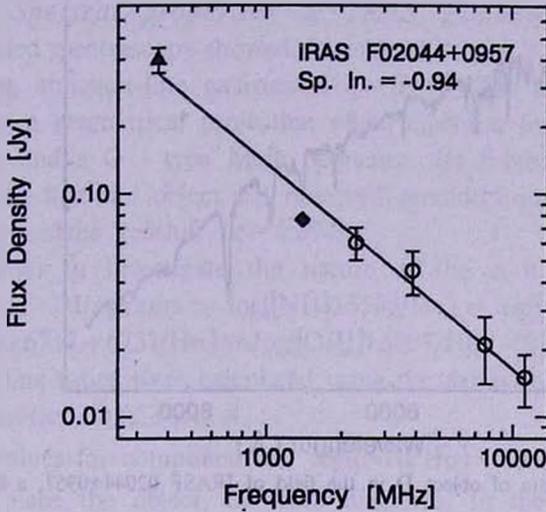


Fig.3. The radio spectrum of IRAS F02044+0957. Open circles represent the RATAN measurements.

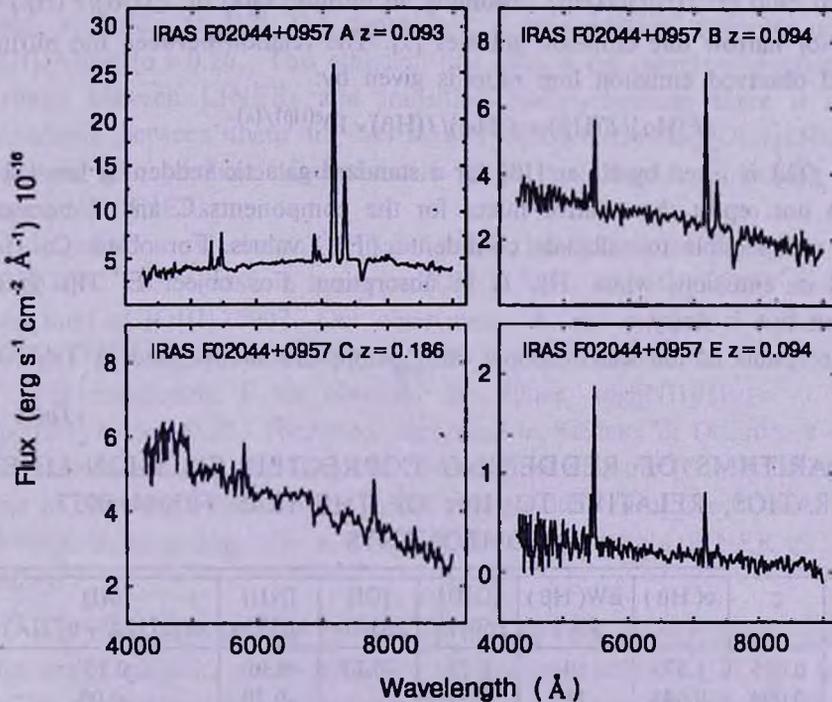


Fig.4. The optical spectra of objects A, B, C, and E in the IRAS F02044+0957 field. Telluric bands at λ 6867Å, λ 7186Å and λ 7594Å were not subtracted.

with a fixed theoretical value of $[\text{NII}]\lambda 6583/[\text{NII}]\lambda 6548 = 3.0$ [8] and assuming the same *FWHM* for both lines.

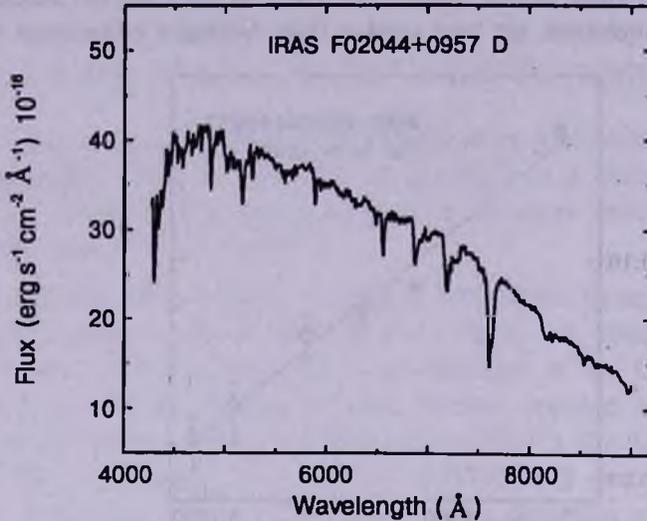


Fig.5. The optical spectra of object D in the field of IRASF 02044+0957, a G-type star.

The value of the dust reddening coefficient $c(\text{H}\beta)$ was determined from the observed ratio of $I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta)$, assuming an intrinsic ratio of $F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta) = 2.85$ for narrow line emission galaxies [9]. The relation between the intrinsic and observed emission line ratio is given by:

$$F(\text{H}\alpha)/F(\text{H}\beta) = I(\text{H}\alpha)/I(\text{H}\beta) \times 10^{c(\text{H}\beta)f(\lambda)},$$

where $f(\lambda)$ is listed by Kaler [10] for a standard galactic reddening law [11]. We do not report the relative fluxes for the components C and E because it was not possible to calculate confident $c(\text{H}\beta)$ values. For object C, $\text{H}\alpha$ line is in emission, while $\text{H}\beta$ is in absorption. For object E, $\text{H}\beta$ is in emission but is noisy.

The results of the spectroscopic observations are summarized in Table 4.

Table 4

LOGARITHMS OF REDDENING CORRECTED EMISSION-LINE RATIOS, RELATIVE TO $\text{H}\beta$, OF THE IRAS F02044+0957 COMPONENTS

Comp.	z	$c(\text{H}\beta)$	EW($\text{H}\beta$) (Å)	[OIII] $\lambda 5007\text{\AA}$	[OI] $\lambda 6300\text{\AA}$	[NII] $\lambda 6583\text{\AA}$	[SII] $\lambda\lambda(6717\text{\AA} + 6731\text{\AA})$
A	0.093	1.377	19	0.26	-0.13	0.30	0.23
B	-0.094	0.645	11	0.31	...	-0.30	-0.09
C	0.186
E	0.094

The reddening corrected intensities are normalized to H β flux. The uncertainty in the intensity ratios is less than 30%, for all emission lines reported here. It corresponds to an uncertainty of about 0.1 in the logarithm of the intensity ratios.

3. Discussion.

3.1. Spectral properties of IRAS F02044+0957 components.

The detailed spectroscopy showed that objects A and B are apparently a pair of interacting emission-line galaxies at $z=0.093$. The second pair, objects C and D, is a geometrical projection of an emission line galaxy (object C) at $z=0.186$, and a G - type Main Sequence star (object D). It is noteworthy to mention that the object E, observed serendipitously with objects A and B, has the same redshift ($z=0.094$).

In order to investigate the nature of the A-B system, we used the diagnostic diagrams $\log([\text{NII}]\lambda 6583/\text{H}\alpha)$ vs $\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta)$ and $\log([\text{SII}]\lambda\lambda 6717 + 6731/\text{H}\alpha)$ vs $\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta)$ [9]. The corresponding emission-line ratios were calculated using the extinction corrected, relative to H β intensities from Table 4.

The values for component A, $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha) = -0.15$ and $\log([\text{SII}]/\text{H}\alpha) = -0.23$, place the object, on both diagrams, in the AGN region, but in a position very close to the boundary with the HII-like galaxies. In order to solve this uncertainty, we used a second criterion for spectral classification, according to [12], the component A is a LINER since the value of $[\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha = 0.26$. This emission-line ratio is the principal discriminating criteria between LINERs and transition nuclei, because there is a clear separation between them in the $\log([\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha)$ vs $\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta)$ diagram. The position of component A in this diagram is located in the region of LINERs.

In addition, Heckman [13] defined a LINER as an object in which $[\text{OII}]\lambda 3727$ is, at least, as strong as $[\text{OIII}]\lambda 5007$, and $[\text{OI}]\lambda 6300$ is, at least, one third of $[\text{OIII}]\lambda 5007$. Our observations do not cover the region around $[\text{OII}]\lambda 3727$, but $[\text{OI}]\lambda 6300/[\text{OIII}]\lambda 5007$ is equal to 0.40 for component A.

For component B we obtained the values: $\log([\text{NII}]/\text{H}\alpha) = -0.76$ and $\log([\text{SII}]/\text{H}\alpha) = -0.55$. Therefore, according to Veilleux & Osterbrock criteria [9], component B is an HII galaxy. We can not measure $[\text{OI}]\lambda 6300$ emission line in this object, because the line is strongly affected by the O $_2$ atmospheric B-band. Summarizing, the A-B system is composed by a LINER and a HII galaxy.

3.2. *The interacting nature of the system.* A significant fraction of the active galactic nuclei (AGNs) are infrared emitters [14,15]. In such AGNs the peak of the energy distribution lies in the far infrared. This fact,

together with radio emission, are important signs of central activity. We estimate the infrared luminosity for IRAS F02044+0957, at 60 μm , $L_{60\mu\text{m}} = 4 \times 10^{38}$ erg $\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$, which is larger than the radio luminosity (see below) and the optical luminosity, $L_{\text{opt}} = 2.4 \times 10^{37}$ erg $\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$, calculated from the USNO Blue magnitude (the flux density is 0.87 mJy for a 16.7 mag, see identification in Table 2). Thus, both properties mentioned above have been found in the IRAS F02044+0957 source.

The reality of radio and infrared identifications was estimated by the Likelihood ratio [16], determined from

$$LR(r) = [1/(2\lambda)] \exp [0.5 \times r^2 (2\lambda - 1)]$$

where $\lambda = \pi \times \sigma_{\text{RA}} \times \sigma_{\text{Dec}} \times \rho$; ρ is the density of the background sources, we assumed that $\rho = 5.16 \times 10^{-4}$ objects per arcsec² for high galactic latitudes [17]; $r = \left[(\Delta\text{RA}/\sigma_{\text{RA}})^2 + (\Delta\text{Dec}/\sigma_{\text{Dec}})^2 \right]^{1/2}$, ΔRA and ΔDec are the differences of the radio and optical positions of the object; σ_{RA}^2 and σ_{Dec}^2 are correspondingly, $\sigma_{\text{radio}}^2 + \sigma_{\text{optical}}^2$. The identification is considered as reliable if $LR > 2$.

The corresponding likelihood ratios were calculated and are listed in Table 5. Both components have $LR > 2$ for the radio counterpart, and close to 2 for the infrared counterpart. However, based on the values of Table 5, component B is the most probable source of radio and infrared emission.

Table 5

LIKELIHOOD RATIOS FOR RADIO AND INFRARED IDENTIFICATIONS OF THE IRAS F02044+0957 COMPONENTS

Comp.	LR _{RADIO}	LR _{IR}
A	28.70	1.52
B	73.90	1.56
C	0.00	0.95
D	0.00	1.27

The radio emission from the A-B system has a steep non-thermal spectrum. The spectral index, $\alpha = -0.94 \pm 0.02$, was estimated from a linear least squares fit to the radio spectrum. Each point of the spectrum was weighted proportionally to the inverse square of the relative error of the flux density $1/(\Delta S/S_v)^2$. The radio spectrum of IRAS F02044+0957 is described by a power-law $S_v [\text{Jy}] = 85 \times v^{-0.94 \pm 0.02}$ MHz, and is shown in Fig.3. The spectral index for IRAS F02044+0957, obtained by only combining the 365 KHz (Texas survey) and 1.4 GHz (NVSS) fluxes, is $\alpha = -1.23$, which is not in agreement with our estimation. The radio luminosity, in the frequency interval from 365 to 10⁴ MHz, is $L_R = 9.4 \times 10^{34}$ erg $\text{sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ (assuming $H_0 = 70$ km $\text{sec}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$, and $q_0 = 0$).

The infrared emission of this system, according to the standard hypothesis, can be due to dust produced as a result of enhanced star formation [18], which is triggered by the interaction of galaxies. However, it is not yet clear what mechanism powers the bolometric luminosity of Luminous Infrared Galaxies (LIRGs). Perhaps the tightest constraint on the nature of the infrared luminosity is the FIR/Radio correlation that normal star forming galaxies mostly obey [19]. Nevertheless, we can not rule out the contribution to the luminosity coming from an AGN component.

LIRGs are often found in interacting systems, indicating the two phenomena may be triggered at once by dynamical interactions [20]. The interacting nature of IRAS F02044+0957 is confirmed from the redshift distribution of the system's components, obtained from our optical spectroscopy.

In order to clarify the nature of the infrared emission of IRAS F02044+0957 we investigated the FIR-Radio correlation for this system. In star-forming galaxies, FIR and radio emissions are tightly correlated over a wide range of IR luminosities [19]:

$$q = \log\left\{\left[F_{FIR}/(3.75 \times 10^{12} \text{ Hz})\right]/\left[f_{\nu}(1.49 \text{ GHz})\right]\right\} = 2.35 \pm 0.2.$$

For IRAS F02044+0957 the parameter $q = 1.08$. There are some possibilities to explain this discrepancy. Panuzzo et al. [21] have shown that in normal star-forming galaxies deviations from this relation are due to variations of the corresponding FIR luminosity as the latter depends more on the details of the obscuration. In starburst galaxies, if the starburst is in a late phase and the star formation decreased exponentially, there is an excess of radio emission [22].

Condon et al. [23] concluded that most LIRGs in the Bright Galaxy Sample (BGS) can be modeled by a ultraluminous nuclear starburst. These starburst regions would be so dense and would be optically thick even to free-free absorption at 1.49 GHz, and to dust absorption for $\lambda < 25 \mu\text{m}$.

The spectral energy distribution, from infrared to radio wavelengths, of IRAS F02044+0957 is typical for low luminosity normal galaxies (see Fig.2 in [19]). Various models of the infrared emission [24,25] have suggested that in this kind of galaxies the secondary peak in the mid-infrared is due to emission from small dust grains near hot stars, while the stronger peak at $\lambda > 100 - 200 \mu\text{m}$ represents emission dominated by dust from infrared cirrus heated by the older stellar population.

Thus, we can confirm our hypothesis that the infrared emission from IRAS F02044+0957 is due to star formation induced by the interaction in the A-B system. With a high probability we are dealing with star formation processes, deeply embedded in the dust structure of this source.

4. *Conclusions.* We have carried out detailed optical spectroscopy for

the different components of IRAS F02044+0957 and studied its FIR and radio emission properties in order to determine the nature of the system.

From optical spectroscopy, we found the A-B system is a pair of interacting galaxies at $z=0.093$, composed by a LINER (component A) and a HII galaxy (component B). The C-D system is a geometrical projection of an emission line galaxy at $z=0.186$ (object C), and a G-type Main Sequence star (object D).

We can rule out the G-type Main Sequence star as the source of IR and radio emissions. From the "Likelihood ratio", the IR and radio emissions are coming, most likely, from the interacting galaxy pair (objects A and B).

We conclude that the IR emission from IRAS F02044+0957 is produced by star formation processes deeply embedded in the dust structure of the source. The star formation is probably induced by the interaction. The interacting nature of A-B system is confirmed by our optical spectroscopy. The small value of parameter $q=1.08$ is interpreted as a consequence of the dust, since in normal star-forming galaxies the deviations from the FIR-Radio relation are due to variations of the corresponding FIR luminosity as it depends more on the details of the obscuration.

The spectral energy distribution of IRAS F02044+0957, from infrared to radio wavelengths, help us to confirm our hypothesis that its infrared emission is due to star formation induced by the interaction in the A-B system. With a high probability we are dealing with star formation processes, deeply embedded in the dust structure of this source.

Acknowledgments. This research has made use of the following databases: the Digitized Sky Surveys (DSS), produced at the Space Telescope Science Institute; the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED), operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration; the NASA's Astrophysics Data System Abstract Service (ADS) and the LEDA database (<http://leda.univ-lyon1.fr>), CATS Database - Astrophysical CATALOGs support System (<http://cats.sao.ru/>). OVV thanks INAOE's staff for their hospitality during his visit. We would like to thank the GHO staff for its support during the observations. This work was partially supported by CONACyT research grants 39560-F. Finally, we wish to thank to Daniel Kunth for careful reading of this paper and useful remarks that helped to improve this final version.

¹ Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, México, e-mail: vahram@inaoep.mx

² Instituto de Astronomía, UNAM, Mexico

³ Special Astrophysical Observatory RAS, Russia

⁴ Visiting Astronomer, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, México

IRAS F02044+0957: ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА

В.О.ЧАВУШЯН^{1,2}, О.В.ВЕРХОДАНОВ^{3,4}, Дж.Р.ВАЛДЕС¹,
Р.МУХИКА¹, С.А.ТРУШКИН³

На основании данных каталогов CATS, посредством Кросс-корреляции источников в каталогах IRAS и Техас-обзоров на 365 МГц, составлен список 750 объектов. Проведен поиск оптических отождествлений этих объектов при условии, что различие между координатами двух каталогов и АРМ было меньше 3". Один из этих источников, IRAS F02044+0957, наблюдался на радиотелескопе ПАТАН-600 в апреле 1999г. на четырех частотах. Оптическая спектроскопия компонентов системы проводилась с помощью телескопа 2.1-м обсерватории Г.Аро. Радио и оптические спектры, NVSS радиокарта, оптические и инфракрасные изображения позволяют заключить, что радиоисточник IRAS F02044+0957, имеющий крутой спектр ($\alpha = -0.94 \pm 0.02$), является парой взаимодействующих галактик (LINER и III-галактика) с $z = 0.093$.

REFERENCES

1. O.V.Verkhodanov, S.A.Trushkin, H.Andernach, V.N.Chernenkov, In: "Astronomical Data Analysis Software and Systems VI", Eds. G.Hunt, H.E.Payne, ASP Conference Series, 125, 322, 1997.
2. J.N.Douglas, F.N.Bash, F.A.Bozyan et al., Astron. J., 111, 1945, 1996.
3. S.A.Trushkin, O.V.Verkhodanov, Bulletin of SAO, 39, 150, 1995.
4. S.A.Trushkin, O.V.Verkhodanov, Baltic Astronomy, 6, 345, 1997.
5. O.V.Verkhodanov, V.H.Chavushyan, R.Mújica, S.A.Trushkin, J.R.Valdés, Astronomy Reports, 47, 119, 2003.
6. J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al., Astron. J., 115, 1693, 1998.
7. F.J.Zickgraf, I.Thiering, J.Krautter et al., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 123, 103, 1997.
8. D.Osterbrock, Astrophysics of gaseous nebulae. Freeman and Company, San Francisco, 1974.
9. S.Veilleux, D.E.Osterbrock, Astrophys. J. Suppl. Ser., 63, 295, 1987.
10. J.B.Kaler, Astrophys. J., 31, 517, 1976.
11. A.E.Whitford, Astron. J., 63, 201, 1958.
12. L.C.Ho, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent, Astrophys. J. Suppl. Ser., 112, 315, 1997.
13. T.M.Heckman, Astron. Astrophys., 87, 152, 1980.
14. W.C.Keel, M.H.K. de Grijp, G.K.Miley, Astron. Astrophys., 203, 250, 1988.

15. *G.N.Rieke, M.J.Lebosky, ARA&A, 17, 447, 1979.*
16. *H.R. de Ruiter, H.C.Arp, A.G.Willis, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 28, 211, 1977.*
17. *A.M.Cohen, R.W.Porcus, I.W.Browne et al., Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 84, 1, 1977.*
18. *D.B.Sanders, B.T.Soifer, J.H.Ellas et al., Astrophys. J., 325, 74, 1988.*
19. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel, ARA&A, 34, 749, 1996.*
20. *D.Rigopoulou, H.W.W.Spoon, R.Genzel et al., Astron. J., 118, 2625, 1999.*
21. *P.Panuzzo, A.Bressan, G.L.Granato, L.Silva, L.Danese, Astron. Astrophys., 409, 99, 2003.*
22. *A.Bressan, L.Silva, G.L.Granato, Astron. Astrophys., 392, 377, 2002.*
23. *J.J.Condon, Z.-P.Huang, Q.F.Yin, T.X.Thuan, Astrophys. J., 378, 65, 1991.*
24. *G.Helou, Astrophys. J., 311, 33, 1986.*
25. *M.Rowan-Robinson, A.Efstathiou, Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 263, 675, 1993.*

УДК: 524:74-77

СВОЙСТВА ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК В РАДИОКОНТИНУУМЕ. I. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 21 июля 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

Обсуждаются результаты радионаблюдений 30 ОН-мегамазерных галактик на частоте 1.49 ГГц, выполненных с помощью радиотелескопа VLA-A. У всех 30 галактик радиоизлучение было измерено. Из 30 объектов у 5 галактик радиоизлучение обнаружено впервые. Существенные результаты получены для 12 галактик, которые ранее были мало исследованы в радиоконтинууме. Для остальных 13 объектов получены дополнительные данные на частоте 1.49 ГГц. Ядерный компонент радиоизлучения в континууме преобладает в ОН-мегамазерных галактиках.

1. Введение. Мегамазерное излучение гидроксила обнаружено среди мощных инфракрасных галактик. Примерно 110 ОН-мегамазерных галактик были обнаружены до сих пор [1-8]. Галактики с мегамазерным излучением имеют либо активное ядро (AGN), либо высокую степень активности звездообразования (SB) в центральной части галактики. Радионаблюдения являются подходящим методом для исследования центральной части галактик, т.к. радиоволны могут проникать в глубь плотной материи, обнаруженной в этих галактиках. Яркостные температуры AGN и SB галактик в радиодиапазоне различны. Максимальная яркостная температура SB галактик составляет 10^4 К [9]. Свойства ОН-мегамазерных галактик в радиоконтинууме были исследованы в работах [4,7,10], однако радиоданные, использованные в этих работах, были получены с помощью радионаблюдений с невысоким угловым разрешением. В этой связи, основной целью данной работы является исследование свойств ОН-мегамазерных галактик в радиоконтинууме, основанных на наблюдениях с высоким разрешением ($\sim 1''$). В этом отношении настоящая работа является первой попыткой исследовать свойства мегамазеров в радиоконтинууме. Для этой цели мы использовали неопубликованные архивные данные 30 мегамазеров на частоте 1.49 ГГц, полученные с помощью радиотелескопа VLA-A в рамках программы AM 293.

В разделе 2 мы обсудим методы наблюдений и обработки данных. В разделе 3 приводятся результаты наблюдений и радиокарты, в разделе 4 приведены заметки об отдельных галактиках. Во второй части этой работы будут обсуждаться радиосвойства ОН-мегамазерных галактик [11].

2. *VLA наблюдения и их обработка.* Наблюдения 30 ОН-мегамазеров на частоте 1.49 ГГц были проведены 7, 12 марта и 26 мая 1990г. с помощью радиотелескопа VLA-A (А-конфигурация). Типичное время экспозиции для каждого объекта составляло 10-12 мин. Инструментальная ошибка фазы была минимизирована с помощью наблюдений стандартных источников, расположенных недалеко от мегамазерной галактики. Типичное время экспозиции для стандартных источников составляло 3-4 мин. Источники 3С 286 и 3С 48 [12] были использованы для калибровки плотности потока, ошибка которой не превышает 5%. Разрешающая способность радиотелескопа на частоте 1.49 ГГц составляет $1''.5$. Результаты наблюдений были обработаны с помощью программы AIPS. Стандартные подпрограммы IMAGR и JMFIT были использованы для получения радиокарт и определения основных параметров галактик (координаты, плотность потока, угловой размер и позиционный угол). Среднеквадратичная ошибка шума (rms) составляет 0.1 мЯн на диаграмму.

3. *Результаты.* Результаты VLA-A наблюдений на частоте 1.49 ГГц представлены в табл.1, где последовательно приведены: 1. Название объекта по каталогу IRAS. 2 и 3. Прямое восхождение и склонение (эпоха 1950) соответственно. 4. и 5. Пиковая и интегральная плотности потоков соответственно, в мЯн. 6 и 7. Большой (ϑ_M) и малый (ϑ_m) диаметры источника на уровне половины интенсивности ($FWHM$) соответственно, в секундах дуги. 8. Позиционный угол большой оси, в градусах. 9. Яркостная температура на частоте 1.49 ГГц, в К, вычисленная согласно формуле

$$T_b = 8.2 \times 10^2 \left(\frac{F_i}{\text{мЯн}} \right) \left(\frac{\nu}{1.49 \text{ ГГц}} \right)^{-2} \left(\frac{\vartheta_M}{\text{arcsec}} \right)^{-1} \left(\frac{\vartheta_m}{\text{arcsec}} \right)^{-1} [9],$$

где F_i - интегральная плотность потока, ν - частота. 10. Спектральный индекс $\alpha = d(\ln F)/d(\ln \nu)$, ($F \propto \nu^\alpha$) между частотами 1.49 и 8.44 ГГц. Значения в скобках представляют спектральные индексы между частотами 1.49 и 5 ГГц. Плотности потоков на частоте 8.44 ГГц были взяты из работы [9]. Данные плотностей потоков на частоте 5 ГГц были взяты из работ [3,13-17]. 11. Отношение инфракрасного и радиоизлучения, определенное согласно формуле

$$q' = \log \left(\frac{F_{60}}{1.15 \times 10^{26} \text{ Ян}} \right) - \log \left(\frac{F_{1.49}}{W m^{-2} \text{ Гц}^{-1}} \right) [7],$$

где F_{60} является плотностью потока на 60 μm (плотности потоков на 60 μm были взяты из NED¹). 12. Спектральный тип галактики согласно [4], где S1, S2, L, SB и CSN означают галактики типов Seyfert 1, 2, LINER,

¹ The NASA-IPAC Extra-galactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, Caltech under contract with the National Aeronautics and Space Administration (USA).

Starburst и Composite Spectrum Nucleus (эти галактики одновременно показывают особенности, характерные SB и AGN).

Приведенные угловые размеры объектов следует рассматривать как верхние пределы истинных размеров галактик, следовательно, вычис-

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ 30 ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК

IRAS	RA(1950) (h m s)	Dec(1950) (° ' ")	Пик (мЯн)	Интегр. (мЯн)	ϑ_M (")	ϑ_m (")	PA (°)	log T (K)	a	q'	Тип
01418+1651	01 41 47.92	16 51 06.3	25.4	26.7	0.4	0.3	50	4.9	-0.18	2.45	L
02483+4302 ¹	02 48 18.49	43 02 57.0	978.5	1012.7	0.4	0.2	87				
	02 48 20.01	43 02 52.1	26.3	26.3	<1.0	<1.0			(-0.60)	2.12	L
03260-1422 ²	03 26 03.97	-14 22 27.5	9.8	10.2	<0.6	<0.6				2.40	SB
04332+0209 ²	04 33 12.31	02 09 24.3	2.6	2.7	<0.5	<0.5				3.09	SB
05100-2425	05 10 05.07	-24 25 28.3	17.1	18.0	0.5	0.3	24	4.6	(-0.30)	2.28	L
05414+5840	05 41 24.72	58 40 52.5	31.8	71.4	2.1	0.7	161	4.3	(-0.36)	2.45	S2
09320+6134	09 32 04.77	61 34 36.9	113.4	137.8	0.6	0.4	65	5.3	-0.56	1.86	L
10039-3338	10 03 52.37	-33 38 27.6	7.0	9.6	<1.2	<1.2			(-0.22)	2.68	
	10 03 53.54	-33 39 13.1	5.8	8.9	2.2	0.6	8	3.4			
10173+0828	10 17 22.26	08 28 39.6	8.2	8.3	<0.4	<0.4			-0.25	2.80	
11010+4107	11 01 05.82	41 07 10.4	15.7	23.7	0.9	0.6	117	4.2	-0.46	2.33	CNS
11257+5850	11 25 41.23	58 50 21.0	7.2	41.4	3.2	2.1	39	3.4			
	11 25 41.52	58 50 12.3	19.8	52.0	1.6	1.4	161	3.9			
	11 25 41.93	58 50 20.4	2.7	59.6	7.0	4.1	86	2.9			
	11 25 44.19	58 50 18.1	101.6	170.3	1.0	0.9	107	4.8	-0.45	2.45	CNS
11506-3851	11 50 39.82	-38 51 07.1	47.8	65.4	1.8	0.8	161	4.2	(-0.20)	2.64	
12018+1941 ²	12 01 51.11	19 41 51.6	5.4	5.4	<1.0	<1.0				2.45	L
12112+0305	12 11 12.39	03 05 19.2	4.9	4.9	<0.4	<0.4					
	12 11 12.50	03 05 21.7	15.8	19.0	0.7	0.4	107	4.4	-0.37	2.49	CNS
12243-0036	12 24 20.76	-00 36 03.4	36.6	41.3	0.6	0.3	106	4.9	(-0.48)	2.94	S2
12540+5708	12 54 05.00	57 08 38.1	236.4	255.1	0.4	0.3	129	5.9	+0.02	2.04	S1
13097-1531	13 09 46.50	-15 31 53.9	9.2	12.6	1.2	0.6	156	3.8	(-0.72)	2.40	SB
	13 09 46.91	-15 31 57.8	4.9	35.9	5.9	2.1	123	3.0			
13254+4754 ²	13 25 26.07	47 54 34.9	7.0	7.8	0.4	0.3	126	4.4		2.32	CNS
13428+5608	13 42 51.70	56 08 14.2	80.6	119.7	0.9	0.7	152	4.8	-0.58	2.20	S2
15107-0724	15 10 45.70	07 24 42.4	48.6	53.7	0.5	0.4	25	5.0	(-0.58)	2.52	SB
15247-0945 ²	15 24 44.22	-09 45 35.2	7.6	8.4	0.6	0.4	142	4.1		2.68	L
15250+3609	15 25 03.72	36 09 01.0	13.3	14.2	0.3	0.3	121	4.8	-0.17	2.66	CNS
15327+2340	15 32 46.91	23 40 07.8	186.8	324.0	1.4	0.7	98	5.1	-0.45	2.45	S2
16399-0937	16 39 55.65	-09 37 35.4	10.4	17.2	1.7	0.9	28	3.6	(-0.21)	2.61	L,SB
17208-0014	17 20 47.88	-00 14 15.6	79.9	98.7	0.7	0.6	88	4.9		2.44	L
17526+3253	17 52 38.82	32 53 42.7	5.8	13.3	1.6	1.0	67	3.5	(-0.12)	2.13	SB
	17 52 39.94	32 53 33.9	2.3	7.6	1.9	1.7	55	2.9			
20550+1655	20 55 05.02	16 55 58.0	2.4	2.4	<1.0	<1.0					
	20 55 05.30	16 56 02.4	4.0	11.9	1.8	1.4	48	3.2		2.92	SB
22025+4205	22 02 31.68	42 05 04.0	22.4	32.8	1.0	0.6	0	4.3		2.41	CNS
22491-1808	22 49 09.08	-18 08 20.5	3.7	3.8	<0.6	<0.6			-0.14	3.07	SB
23135+2517	23 13 33.12	25 17 01.6	10.3	22.4	1.5	1.1	46	3.7	-0.58	2.59	S2

Примечание. 1) QSO. 2) н. обнар.

ленные яркостные температуры являются нижними пределами истинных яркостных температур. Более того, многие инфракрасные и мегамазерные галактики не были разрешены на отдельные компоненты даже с помощью VLBI наблюдений [18].

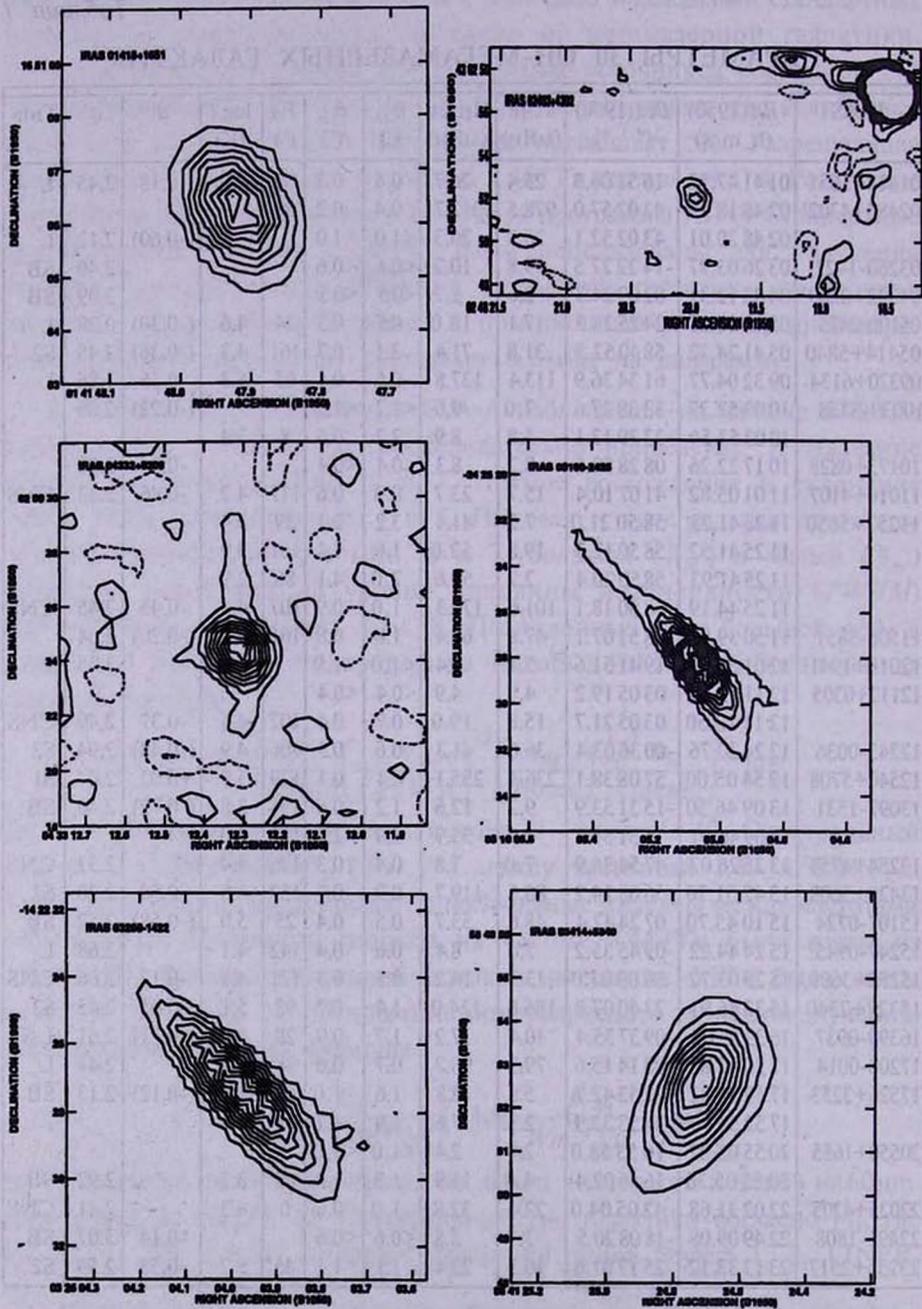


Рис.1. Контурные карты 30 OH-мегамазерных галактик на частоте 1.49 ГГц.

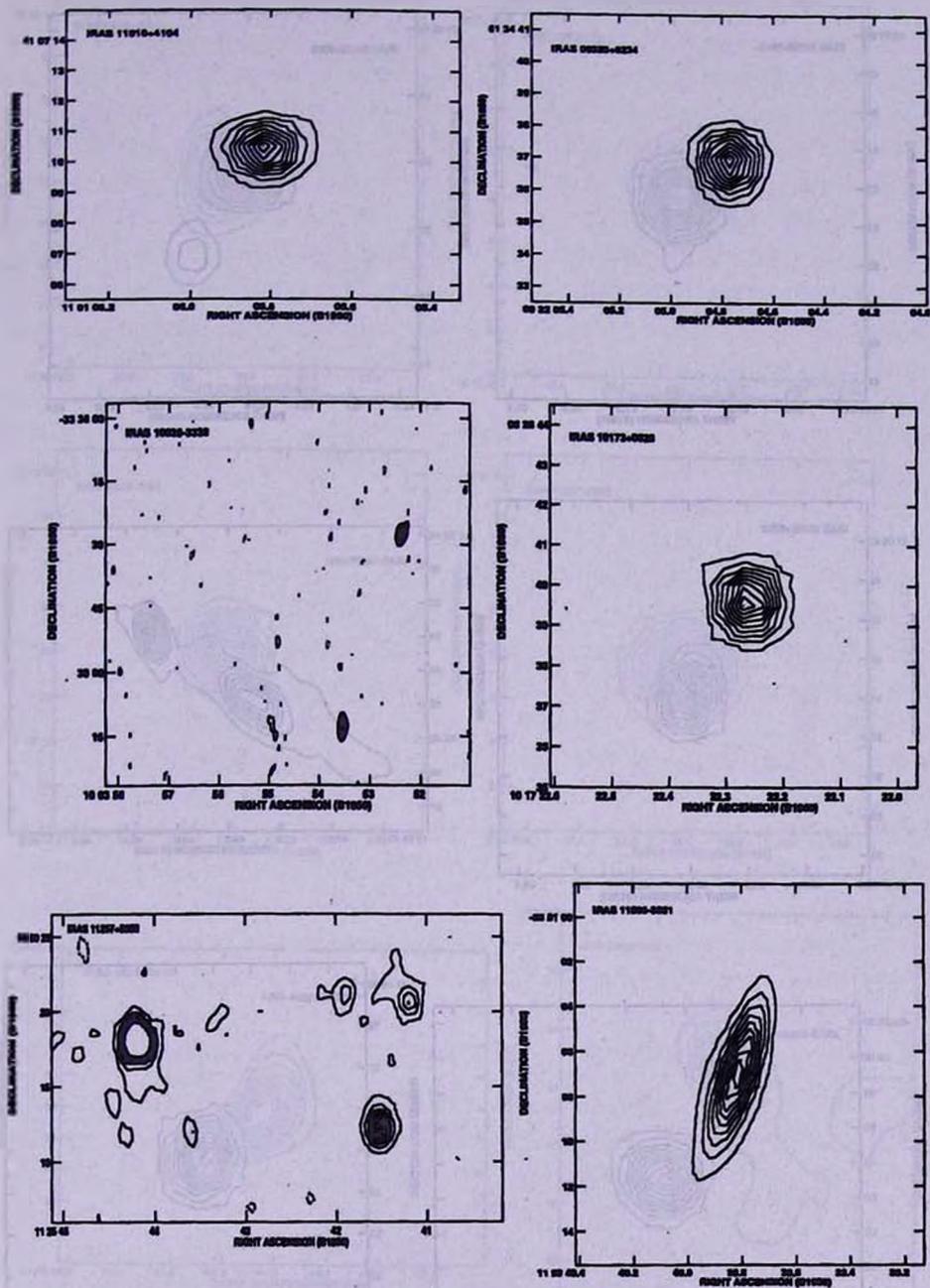


Рис.1. (продолжение).

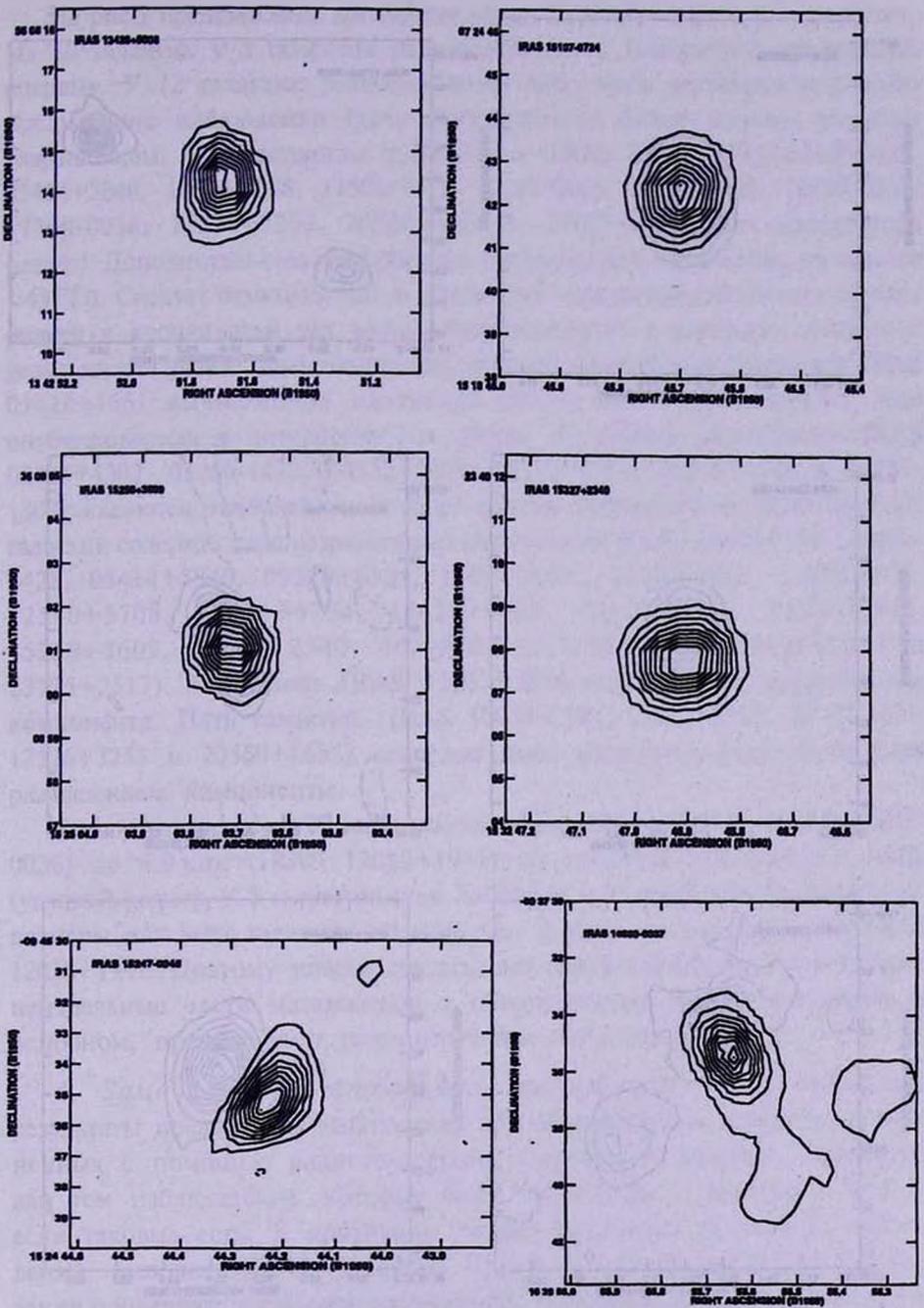


Рис.1. (продолжение).

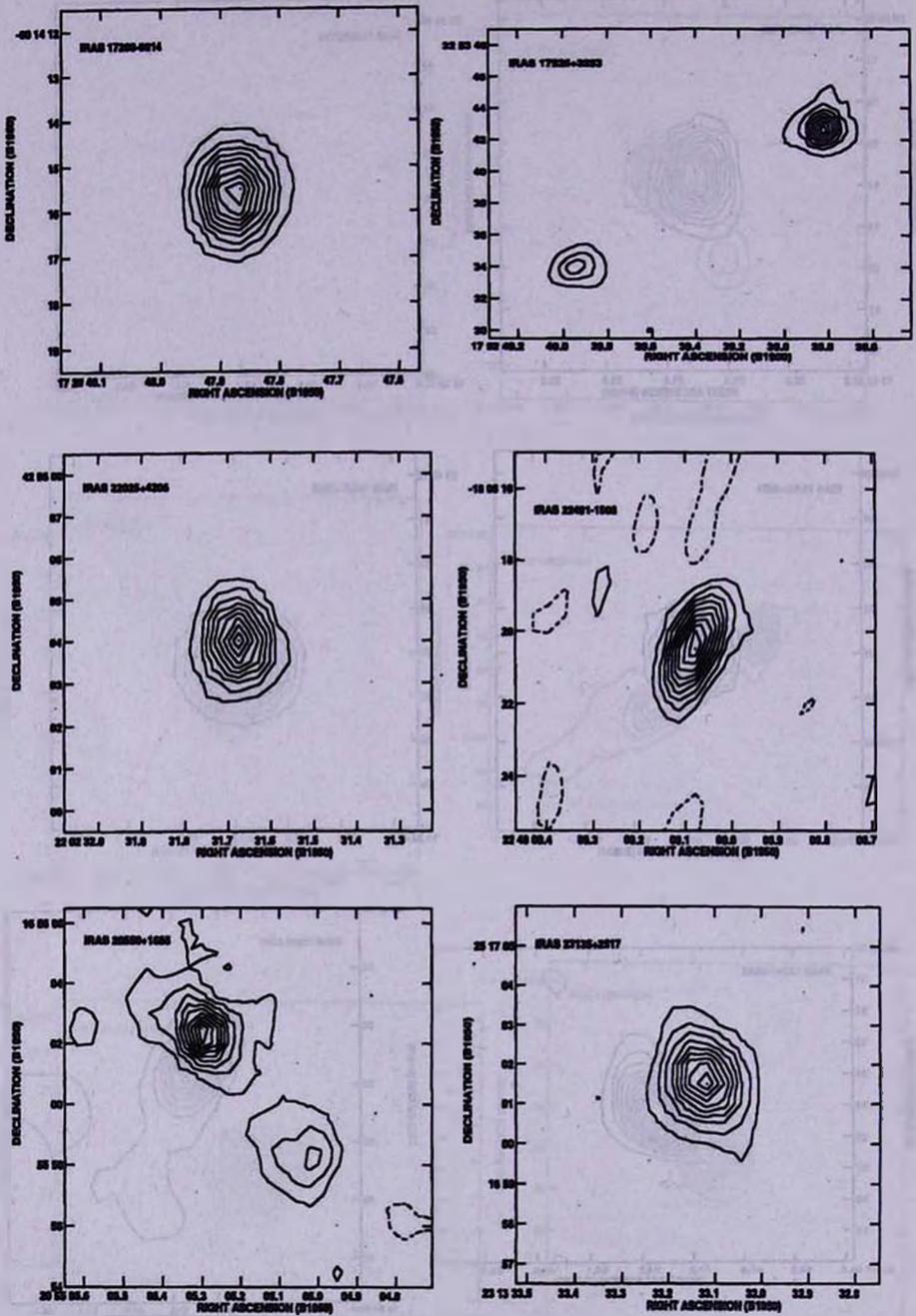


Рис. 1. (окончание).

На рис.1 представлены контурные карты 30 ОН-мегамазерных галактик. Из 30 галактик у 5 объектов радиоизлучение в континууме обнаружено впервые. У 12 галактик радиоизлучение либо мало исследовалось, либо предыдущие наблюдения были выполнены с более низким угловым разрешением, чем настоящие наблюдения (IRAS 02483+4302, 05100-2425, 05414+5840, 10039-3338, 11506-3851, 12243-0036, 13097-1531, 16399-0937, 17208-0014, 17526+3253, 20550+1655 и 22025+4205, см. следующий раздел). Дополнительные радиоданные получены для 13 галактик на частоте 1.49 ГГц. Следует отметить, что вычисленные параметры (плотность потока, размер и координаты) для мегамазеров находятся в хорошем согласии с результатами ранее опубликованных данных. Однако для галактики IRAS 01418+1651 вычисленная плотность потока на 10 МЯн меньше, чем опубликованная в литературе (см. раздел 4). Шесть источников (IRAS 02483+4302, 03260-1422, 04332+0209, 10173+0828, 12018+1941 и 22491-1808) являются точечными согласно нашим наблюдениям. Восемнадцать галактик содержат едва разрешенные компоненты (IRAS 01418+1651, 05100-2425, 05414+5840, 09320+6134, 11010+4107, 11506-3851, 12243-0036, 12540+5708, 13254+4754, 13428+5608, 15107+0724, 15247-0945, 15250+3609, 15327+2340, 16399-0937, 17208-0014, 22025+4205 и 23135+2517). Галактика IRAS 11257+5850 содержит 4 разрешенных компонента. Пять галактик (IRAS 10039-3338, 12112+0305, 13097-1531, 17526+3253 и 20550+1655) содержат либо неразрешенные, либо едва разрешенные компоненты.

Линейные размеры 30 мегамазеров меняются от 200 пк (IRAS 12243-0036) до 4.9 кпк (IRAS 12018+1941) со средним значением 1.1 кпк (угловой размер $1''.5$ и постоянная Хаббла $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$). Линейные размеры для всех галактик меньше чем 2.2 кпк, за исключением IRAS 12018+1941. Поэтому можно сказать, что наши наблюдения охватывают центральные части мегамазеров и обнаруженные радиокомпоненты, в основном, представляют радиоизлучение ядер галактик.

4. *Замечания об отдельных галактиках.* Ниже приведены результаты предыдущих наблюдений ОН-мегамазерных галактик, выполненных с помощью радиотелескопов апертурного синтеза. Приоритет дан тем наблюдениям, которые были выполнены с помощью VLA-A, если таковые есть. В противном случае приведены результаты наблюдений, выполненных с помощью VLA-B, C, D. В некоторых случаях также приведены результаты наблюдений, выполненных с помощью радиотелескопа ATNF-CA с разрешением $4''$.

IRAS 01418+1651: III Zw 35: VLA-A 1.49 ГГц карты приведены в работах [19,20]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. VLA-A 5 и 15 ГГц карты приведены в работе [20]. VLA-A 15 и 22 ГГц карты

приведены в работе [18]. Согласно нашим наблюдениям на частоте 1.49 ГГц, радиоизлучение этого источника слегка вытянуто вдоль позиционного угла 50° . Измеренная плотность потока на 10 мЯн меньше, чем опубликованное значение [19,21], что может быть обусловлено протяженностью источника по направлению Ю-В. Вытянутое излучение по направлению Ю-В было обнаружено также на частотах 15 и 22 ГГц [18,20].

IRAS 02483+4302: AN 0248: Наблюдаемая область включает QSO и мегамазерную галактику [22]. Угловое расстояние между QSO и мегамазерной галактикой составляет примерно $17''$. VLA-C 5 и 1.5 ГГц карты приведены в работах [13]. Яркий источник - это QSO с плотностью потока 1012.7 мЯн (рис.1). Координаты IRAS-источника совпадают с мегамазерной галактикой. Согласно VLA-C 1.5 ГГц наблюдениям [13], QSO и IRAS-источник едва разделены и поэтому плотность потока мегамазерной галактики не была измерена в указанной работе.

IRAS 03260-1422: Радиоизлучение в континууме этой галактики обнаружено впервые и оно вытянуто по направлению Ю-В.

IRAS 04332+0209: UGC 3097: Радиоизлучение в континууме обнаружено впервые.

IRAS 05100-2425: VLA-C данные на 5 и 1.5 ГГц приведены в работе [14]. Галактика вытянута вдоль позиционного угла 24° .

IRAS 05414+5840: UGC 03351: VLA-D 5 ГГц карта приведена в работе [15]. Галактика вытянута по направлению Ю-В.

IRAS 09320+6134: UGC 05101: VLA-A 1.49 ГГц карта приведена в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. VLA-A, C 5 ГГц карты приведены в работе [13]. VLA-A 15 и 22 ГГц карты приведены в работе [18].

IRAS 10039-3338: IC 2545: VLA-A/B 5 ГГц наблюдения приведены в работе [16]. В этой области находится второй источник, который расположен на расстоянии $50''$ от мегамазерной галактики. ATNF-CA 5 ГГц наблюдения с разрешением $4''$ приведены в [3].

IRAS 10173+0828: VLA-A 1.49 ГГц карта приведена в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. VLA-A 15 и 22 ГГц карты приведены в работе [18]. ATNF-CA 5 ГГц наблюдения приведены в работе [3]. На волне 18 см галактика не разрешена с помощью VLBI [18].

IRAS 11010+4107: Agr 148: A 1101+41: VLA-A 1.49 ГГц карта приведена в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. VLA-A 15 и 22 ГГц карты приведены в работе [18]. Галактика показывает протяженную структуру в пределах диаграммы направленности $1''$.

IRAS 11257+5850: Mkn 171: NGC 3690: Хорошо известная галактика, состоящая из 4 компонентов. VLA-A 1.49 ГГц карта приведена в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. VLA-A 15 и 22 ГГц

карты приведены в работе [18]. Кондон и др. [19] не приводят интегральные плотности потоков отдельных компонентов. Интегральная плотность потока Мкп 171 составляет примерно 323 мЯн на частоте 1.49 ГГц (см. табл.1), что почти половина плотности потока, определенной с помощью VLA-D [19].

IRAS 11506-3851: Fairall 1: VLA-A/B 5 ГГц наблюдения приведены в работе [16]. ATNF-CA 5 ГГц наблюдения приведены в работе [3]. Галактика показывает протяженную структуру по направлению С-З.

IRAS 12018+1941: Радиоизлучение в континууме обнаружено впервые.

IRAS 12112+0305: Галактика состоит из двух компонентов. VLA-A 1.49 ГГц карта приведена в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. ATNF-CA 5 ГГц наблюдения приведены в работе [3].

IRAS 12243-0036: NGC 4418: VLA-A 1.49 ГГц карта приведена в работе [19]. ATNF-CA 5 ГГц наблюдения приведены в работе [3].

IRAS 12540+5708: Мкп 231: UGC 08058: Хорошо известная галактика с активным ядром. VLA-A 1.49 ГГц карта дана в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9].

IRAS 13097-1531: ATNF-CA 5 ГГц наблюдения приведены в работе [3]. Согласно нашим наблюдениям, радиоисточник состоит из двух компонентов. Компонент Ю-В имеет протяженную структуру, а компонент С-З разрешен частично.

IRAS 13254+4754: Радиоизлучение в континууме обнаружено впервые.

IRAS 13428+5608: Мкп 273: UGC 08696: VLA-A 1.49 ГГц карта дана в работе [19]. Согласно последней работе, пиковая и интегральная плотности потоков составляют 80.3 и 91.2 мЯн соответственно, а размер источника меньше $0''.8$. Согласно нашим данным, интегральная плотность потока составляет 119.7 мЯн, а размер источника - $0''.9 \times 0''.7$ (табл.1). Такая разница в плотности потока, вероятно, связана с оценкой размера источника. Кроме этого, Кондон и др. [19] обнаружили также протяженный компонент в южной части галактики с размером $3''.5 \times 1''.7$, который мы не обнаружили. По всей вероятности, это связано с тем, что в наших наблюдениях Мкп 273 разрешающая способность слегка выше, и протяженный компонент был упущен. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. VLA-A 15 и 22 ГГц карты даны в работе [18]. Согласно [9,18], радиоисточник состоит из двух компонентов.

IRAS 15107+0724: Zw 049.057: VLA-A 1.49 ГГц карта дана в работе [19]. ATNF-CA 5 ГГц наблюдения приведены в работе [3].

IRAS 15247-0945: Радиоизлучение в континууме обнаружено впервые.

IRAS 15250+3609: VLA-A 1.49 ГГц карта приведена в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта дана в работе [9]. VLA-A 15 и 22 ГГц карты приведены в работе [18].

IRAS 15327+2340: Agr 220: UGC 09913: Хорошо известная сейфертовская галактика. VLA-A 1.49 ГГц карта дана в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта приведена в работе [9]. Радиоисточник состоит из двух компонентов [9].

IRAS 16399-0937: ATNF-CA 5 ГГц наблюдения приведены в работе [3]. Согласно нашим наблюдениям, радиоисточник имеет протяженную структуру по направлению Ю-3.

IRAS 17208-0014: VLA-B 1.4 ГГц карта приведена в работе [23].

IRAS 17526+3253: UGC 11035: VLA-C 5 ГГц карта дана в работе [17]. Радиоисточник состоит из двух компонентов.

IRAS 20550+1655: Zw 448.020: II Zw 096: VLA-B 1.4 ГГц карта приведена в работе [23]. Радиоисточник состоит из двух компонентов. Согласно [23], координаты слабого компонента составляют $\alpha = 20^{\text{h}}55^{\text{m}}4^{\text{s}}.6$ и $\delta = 16^{\circ}56'08''$. По нашим наблюдениям этот же компонент имеет $\alpha = 20^{\text{h}}55^{\text{m}}5^{\text{s}}.2$ и $\delta = 16^{\circ}55'58''$. В связи с тем, что разрешающая способность наших наблюдений выше, чем в работе [23], приведенные нами координаты более точные.

IRAS 22025+4205: UGC 11898: VLA-B 1.4 ГГц карта приведена в работе [23].

IRAS 22491-1808: VLA-B 1.49 ГГц карта дана в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта дана в работе [9]. VLA-A 1.4 ГГц и VLA-C 5 ГГц наблюдения приведены в работе [13].

IRAS 23135+2517: IC 5298: Zw 475.056: VLA-A 1.49 ГГц карта дана в работе [19]. VLA-A 8.44 ГГц карта дана в работе [9]. Радиоисточник показывает протяженную структуру.

5. Заключение. Приведены результаты радионаблюдений 30 OH-мегамазерных галактик на частоте 1.49 ГГц, выполненных с помощью радиотелескопа VLA-A. У всех 30 галактик радиоизлучение было измерено. Из 30 объектов у 5 галактик радиоизлучение в континууме обнаружено впервые. Существенные результаты получены для 12 галактик, которые ранее были мало исследованы в радиоконтинууме. Для остальных 13 объектов получены дополнительные данные на частоте 1.49 ГГц. Ядерный компонент радиоизлучения в континууме преобладает в OH-мегамазерных галактиках. Во второй части этой работы будут обсуждаться свойства мегамазеров в радиоконтинууме, основанные на результатах настоящей работы.

Автор выражает искреннюю благодарность Франко-Армянскому Фонду по сотрудничеству в области астрофизики (JUMELAGE) за финансовую поддержку и сотрудникам отдела ARPEGES Медонской обсерватории за гостеприимство в период пребывания в Медонской обсерватории, где

была проведена основная часть обработки данных. Особенно приятно поблагодарить Ж.-М.Мартина за помощь и поддержку. Автор также благодарен Дж.Дикейа и администрации VLA за предоставление архивных данных.

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

PROPERTIES OF THE OH MEGAMASER GALAXIES IN THE RADIO CONTINUUM. I. OBSERVATIONAL DATA

R.A.KANDALYAN

The results of VLA-A array observations of 30 OH megamaser galaxies at 1.49 GHz are discussed. All the observed 30 galaxies were detected. There are 5 newly detected galaxies in the radio continuum. Substantial results are found for 12 galaxies, which were less studied in the radio continuum. For the remaining 13 objects supplementary data are obtained. The radio emission is mainly core-dominated in OH megamaser galaxies.

Key words: *Galaxies:megamasers - galaxies - radio continuum*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.-M.Martin*, PhD thesis, University de Paris VII, France, 1989.
2. *J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld et al.*, C.R. Acad. Sci., Paris, **308** (II), 287, 1989.
3. *L.Stavely-Smith, R.P.Norris, J.M.Chapman et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **258**, 725, 1992.
4. *W.A.Baan, J.J.Salzer, R.D.LeWinter*, Astrophys. J., **509**, 633, 1998.
5. *J.Darling, R.Giovanelli*, Astron. J., **119**, 3003, 2000.
6. *J.Darling, R.Giovanelli*, Astron. J., **121**, 1278, 2001.
7. *J.Darling, R.Giovanelli*, Astron. J., **124**, 100, 2002.
8. *B.Kent, J.Braatz, J.Darling*, J. AAS Meeting, **201**, 52.16, 2002.
9. *J.J.Condon, Z.-P.Huang, Q.F.Yin, T.X.Thuan*, Astrophys. J., **378**, 65, 1991.
10. *R.A.Kandalyan*, Astrophysics, **39**, 417, 1996.

11. *R.A.Kandalyan*, *Astrophysics*, in press (part II), 2004.
12. *J.W.M.Baars*, *R.Genzel*, *I.I.K.Pauliny-Toth*, *A.Witzel*, *Astron. Astrophys.*, **61**, 99, 1977.
13. *T.Crawford*, *J.Marr*, *B.Partridge*, *M.A.Strauss*, *Astrophys. J.*, **460**, 255, 1996.
14. *R.P.Norris*, *D.A.Allen*, *P.F.Roche*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **234**, 773, 1988.
15. *J.J.Condon*, *D.T.Frayer*, *J.J.Broderick*, *Astron. J.*, **101**, 362, 1992.
16. *W. van Driel*, *A.C. de Broek*, *T. de Jong*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **90**, 55, 1991.
17. *J.J.Eales*, *C.G.Wynn-Williams*, *C.A.Beichman*, *Astrophys. J.*, **328**, 530, 1988.
18. *H.E.Smith*, *C.J.Lonsdale*, *C.J.Lonsdale*, *Astrophys. J.*, **492**, 137, 1998.
19. *J.J.Condon*, *G.Helou*, *D.B.Sanders*, *B.T.Soifer*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **73**, 359, 1990.
20. *J.M.Chapman*, *L.Stavelly-Smith*, *D.J.Axon et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **244**, 281, 1990.
21. *A.Sopp*, *P.Alexander*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **259**, 425, 1992.
22. *W.Kollatschny*, *M.Dietrich*, *U.Borgeest*, *K.-J.Schramm*, *Astron. Astrophys.*, **249**, 57, 1991.
23. *J.J.Condon*, *G.Helou*, *D.B.Sanders*, *B.T.Soifer*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **103**, 81, 1996.

УДК: 524.3-335.3

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ГОЛОЙ
СТРАННОЙ ЗВЕЗДЫ

Г.С.АДЖЯН, С.Г.АДЖЯН

Поступила 14 июня 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

Определена тонкая структура поверхности голой странной звезды. Распределение электронов и кварков в поверхностном слое определено с помощью феноменологического метода Томаса-Ферми. Показано, что для модели мешка МП концентрация кварков у свободной поверхности убывает непрерывно до нуля в слое конечной толщины. В отличие от результатов других авторов электрическое поле в переходном слое меняет направление. В рамках этой модели определен коэффициент поверхностного натяжения кваркового вещества. В зависимости от значений параметров модели он равен $60 + 150 \text{ МэВ/Фм}^2$.

1. *Введение.* Впервые сплошная кварковая материя и кварковые звезды были рассмотрены в [1]. В этой работе кварки принимались как невзаимодействующие ферми-частицы. Построение более или менее последовательной модели сплошного кваркового вещества удалось осуществить лишь после создания квантовой хромодинамики. В рамках этой теории Виттенем построена феноменологическая модель кварковой материи [2]. Показано, что в равновесном состоянии эта материя состоит почти из равного количества u , d , s кварков и электронов, нейтрализующих избыточный электрический заряд кварков. Численные значения феноменологических констант этой модели известны с некоторыми неопределенностями. В определенной разрешенной области изменения этих констант такая кварковая материя (далее СКМ - странная кварковая материя, получившая название из-за наличия странного s -кварка) является самосвязанной, т.е. энергия на барион с вычетом энергии покоя нейтрона (энергия связи бариона - ϵ_n) отрицательна. А для некоторых значений этих констант СКМ является более связанной, чем материя обычных атомных ядер. Такая самосвязанная СКМ в несколько раз плотнее, чем вещество обычных атомных ядер и может образовывать системы с конечными размерами [2]. Эти образования в звездных масштабах принято называть странными звездами [3-4]. У свободной поверхности этих объектов плотность фактически скачком падает от сверхъядерных значений до нуля. Подробное изучение уравнения состояния СКМ и странных звезд проведено в [3-6].

В [3] показано, что из-за частичного вылета вырожденных электронов наружу у свободной поверхности самосвязанной СКМ образуются

кварковый заряженный слой и электронное облако снаружи. С учетом перестройки кварков через β -процессы из-за уменьшения ферми-энергии электронов в околоповерхностных слоях в [7] показано, что толщина заряженного кваркового слоя l порядка 15 Фм, электронного облака ~ 1000 Фм, а напряженность поля достигает 10^{18} В/см. Знание структуры и параметров этого слоя важны для определения наблюдательных проявлений голых странных звезд [8,9]. Наличие такого заряженного слоя со сверхсильным электрическим полем у поверхности странной звезды препятствует проникновению обычного звездного вещества в кварковую материю [3]. Это делает возможным существование странной звезды с внешней оболочкой из обычного вырожденного вещества [10,11].

При определении структуры заряженного слоя поверхности странной звезды считалось, что плотность кварков у поверхности скачком падает до нуля, т.е. пренебрегается наличием переходного слоя кварков, где это изменение происходит непрерывно [3,7]. Толщина аналогичного слоя у поверхности обычных атомных ядер порядка 2.5 Фм. Следует ожидать, что у СКМ она будет именно такого порядка. Изучение более тонкой структуры поверхности СКМ-распределения кварков в переходном слое важно для определения коэффициента поверхностного натяжения СКМ. Численным значением этого коэффициента определяется возможность реализации смешанного состояния обычного ядерного вещества и СКМ [12]. В настоящей работе определяется распределение кварков, структура электростатического поля у поверхности СКМ и коэффициент ее поверхностного натяжения.

2. Постановка задачи и метод ее решения. Предположим, что размеры области заполненной СКМ и радиус кривизны поверхности намного превосходят толщину переходного слоя кварковой материи l_q . Тогда поверхность можно считать плоской, а размеры области - бесконечными. Это реализуется на поверхности голой странной звезды.

Пусть в декартовой системе координат область $x \leq x_0$, ($x_0 < 0$) заполнена однородной нейтральной самосвязанной СКМ с плотностью барионного заряда n_0 (далее плотность барионов) и давлением $P=0$. За счет расширения внешних слоев кварки будут занимать некоторую область за поверхностью $x = x_0$. А из-за частичного вылета электронов наружу образуется электронное облако. В глубоких же слоях, $-x \gg |x_0|$, СКМ останется неизменной. В дальнейшем все физические величины в этом состоянии будем обозначать дополнительным индексом нуль. В поверхностном слое толщиной l_q плотность барионов будет непрерывно падать от значения n_0 до нуля. Для определения функции распределения i -ого типа частиц $n_i(x)$ ($i = u, d, s, e$) воспользуемся методом Томаса-Ферми, который для обычных атомных ядер дает достаточно хорошие результаты

[13]. В [14] этим методом определена структура поверхности сверхплотных ядер. Как в первом, так и во втором случае решения для распределения барионов обращаются в нуль в бесконечности. Однако этот недостаток не принципиален, т.к. данный метод дает хорошие результаты для распределения основной части барионов и значения толщины переходного слоя. Здесь будет показано, что для используемой в настоящей работе теории СКМ (модель мешка, разработанная в Массачусетском технологическом институте - MIT [2]) плотность кварков становится равной нулю на конечном расстоянии от поверхности $x = x_0$.

Согласно модели мешка MIT энергия единицы объема ϵ однородной СКМ имеет вид [2]

$$\epsilon(n_u, n_d, n_s, n_e) = \sum \epsilon_i(n_i) + B \equiv \epsilon^* + B, \quad (1)$$

где B - феноменологическая величина - постоянная мешка ($B \sim 50 + 60$ МэВ/Фм³). Именно наличием такого слагаемого в (1) обусловлена конечность толщины переходного кваркового слоя. Действительно, увеличение объема однородного вещества из-за размазывания поверхностных слоев СКМ на единицу площади свободной поверхности может быть только конечным, иначе увеличение ее энергии будет просто бесконечным. Примем $n_i(0) = 0$ ($i = u, d, s$).

Учет неоднородного распределения кварков достигается добавлением в (1) феноменологического члена вида $\sum_{i,k \neq e} \lambda_{ik} (\bar{\nabla} n_i \cdot \bar{\nabla} n_k)$, где λ_{ik} - положительные константы. Эта идея учета сильной пространственной неоднородности для короткодействующих сил предложена в [15,16] и с успехом применена во многих исследованиях, в частности в [13,14]. В дальнейшем, для симметрии выражения энергии вместо λ_{ik} введем новые числа $\Lambda_{ik} = \lambda_{ik}$ для $i, k = u, d, s$ и $\Lambda_{ik} = 0$ если (i или k) = e .

Таким образом, для полной энергии системы, приходящейся на единицу площади свободной поверхности кварков, имеем

$$\mathcal{E} = \int_{-}^{\infty} \left(\sum_i \epsilon_i + \sum_{i,k} \Lambda_{ik} n_i n_k + \frac{1}{2} \sum_i e q_i \phi \right) dx + B \mathcal{V}, \quad (2)$$

где e - абсолютная величина заряда электрона, $e q_i$ - заряд i -ого типа частицы ($q_u = 2/3$, $q_d = q_s = -1/3$, $q_e = -1$), ϕ - электростатический потенциал поля, создаваемый кварками и электронами, \mathcal{V} - полный объем, занимаемый кварками. В дальнейшем вместо ϕ удобно использовать величину $V = e \phi$ (назовем ее просто потенциалом), которая удовлетворяет уравнению (3)

$$V'' = -4\pi e^2 \sum_i q_i n_i. \quad (3)$$

Хотя у поверхности электрические заряды перераспределены и локальная нейтральность нарушена, однако система в целом не имеет

заряда и поэтому

$$V'(x = \pm\infty) = 0. \quad (4)$$

Значение потенциала V в бесконечности ($x = +\infty$) примем равным нулю, тем самым отождествляя $V(x)$ с глубиной электростатической ямы для электрона в каждой точке x . Хотя кварки занимают полупространство $x \leq 0$, однако в (2) интегрирование по x проводится в области $(-\infty, +\infty)$, т.к. электроны занимают все пространство.

Уравнения для плотностей частиц получаются варьированием (2) по n_i при условии сохранения полного электрического и барионного зарядов Q и N :

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_i e q_i n_i dx = 0, \quad (5)$$

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_i b_i n_i dx, \quad (6)$$

где $b_i = 1/3$ при $i = u, d, s$ и $b_i = 0$ при $i = e$ - барионные заряды частиц. При варьировании (2) будем считать свободную поверхность кварков "закрепленной" в $x = 0$. Объем, занимаемый кварками, выражается через плотность барионов $n(x)$

$$n = \sum_i b_i n_i, \quad \mathcal{V} = \int_0^N \frac{dN}{n}. \quad (7)$$

Хотя в рассматриваемом случае полная энергия, объем и барионный заряд бесконечны, однако их изменения при варьировании по n_i конечны, так как "изменяются" лишь характеристики тонкого поверхностного слоя. Следуя идеологии метода Томаса-Ферми и учитывая, что электроны ультррелятивистские, будем считать, что в каждой точке энергия ферми-электронов μ_e равна глубине электростатической ямы $V(x)$.

Приравнивая первые вариации (2) по $n_i(x)$ к нулю и учитывая однородность вещества в $x = -\infty$, получим

$$2 \sum_k \Lambda_{ik} \frac{d^2 n_k}{dx^2} - \mu_i + \mu_{0i} - q_i(V - V_0) + B b_i \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) = 0, \quad (i, k) = u, d, s, e, \quad (8)$$

где μ_i - химические потенциалы частиц, $V_0 = \mu_{0e}$ - потенциал в глубоких слоях. Решения уравнений (3) и (8) должны удовлетворять условиям (4) и

$$\left. \begin{aligned} n_i(-\infty) &= n_{0i}, \\ n_i(0) &= 0, \\ V(-\infty) &= \mu_{0e}, \\ V(+\infty) &= 0 \end{aligned} \right\} i \neq e, \quad (9)$$

а $V(x)$ должна быть непрерывной функцией в $(-\infty, +\infty)$. Заметим, что

уравнения (8) при $x \rightarrow -\infty$ переходят в известные условия химического равновесия между кварками и электронами в однородной СКМ:

$$\mu_{0d} = \mu_{0u} + \mu_{0e}, \quad \mu_{0d} = \mu_{0s}. \quad (10)$$

3. *Коэффициент поверхностного натяжения.* Согласно определению, коэффициент поверхностного натяжения, совпадающий с поверхностной энергией единицы площади свободной поверхности, равен:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \sum_i \varepsilon_i + \sum_{ik} \Lambda_{ik} n'_i n'_k + \frac{1}{2} \sum_i V q_i n_i - \frac{\varepsilon_0}{n_0} n + B \left(1 - \frac{n}{n_0} \right) \right\} dx = \\ &\equiv \int_{-\infty}^0 \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon_0}{n_0} n + \sum_{ik} \Lambda_{ik} n'_i n'_k + \frac{1}{2} \sum V q_i n_i \right) dx + \int_0^{\infty} \varepsilon_e dx - \frac{1}{2} \int_0^{\infty} V n_e dx. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя уравнение (3), а также его аналитическое решение в наружной области $x > 0$ (где находятся только электроны), и уравнение (8), из (11) получим выражение для σ , не содержащее феноменологический член, учитывающий градиент плотности кварков:

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_{-\infty}^0 \left[2\varepsilon - \sum \mu_{0i} n_i - \frac{\varepsilon_0}{n_0} n - B \left(1 - \frac{n}{n_0} \right) - B \ln \frac{n}{n_0} + \frac{V'^2}{4\pi e^2} \right] dx + \\ &+ \frac{e}{12\pi} \sqrt{\frac{2}{3\pi}} (5V_s^3 - 3V_0 V_s^2), \end{aligned} \quad (12)$$

где V_s - значение потенциала на поверхности СКМ. Здесь и в последующих формулах принято, что постоянная Планка \hbar , скорость света c и масса электрона m_e равны единице ($\hbar = c = m_e = 1$). Можно показать, что при переименовании соответствующих величин (концентрации кварков на концентрацию барионов и т.п.) и при $B=0$, $V=0$ выражение (12) переходит в (30) из [14].

4. *Решение задачи.* В (12) коэффициенты λ_{ik} явно уже не входят. Для дальнейших вычислений предположим, что числа λ_{ik} все одинаковы и член в выражении энергии, учитывающий пространственную неоднородность кварков, зависит только от квадрата градиента плотности барионного заряда, т.е.

$$\sum_{i,k} \lambda_{ik} n'_i n'_k = \lambda \left(\sum_i b_i n'_i \right)^2 = \lambda (n')^2, \quad (13)$$

что дает $\lambda = 9\lambda_{ik}$. Тогда из уравнений (8) получим

$$2\lambda n'' - \mu + \mu_0 + B \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} \right) = 0, \quad \mu = \mu_u + \mu_d + \mu_s, \quad \mu_d = \mu_u + \mu_e, \quad \mu_d = \mu_s \quad (14)$$

Как видно из уравнения, в этом случае условия химического равновесия между кварками в сильно неоднородных слоях такие же, как и в однородном веществе. Конечно, это имеет место только если числа λ_{ik}

одинаковы для всех кварков.

Как видно из (14), при $n/n_0 \ll 1$ выражения не зависят от функции $\mu = \mu(n)$, т.к. определяющим является член B/n . В этой области имеем достаточно простое уравнение,

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)'' + \frac{B}{2\lambda n_0^2} \left(\frac{n_0}{n}\right) = 0, \quad (15)$$

где характерный масштаб длины

$$l_1 = \sqrt{\lambda n_0^2 / B}. \quad (16)$$

Умножая (15) на $(n/n_0)'$, получим

$$(n/n_0)' = -\sqrt{C - \ln(n/n_0)}, \quad (17)$$

где C - константа интегрирования. Это уравнение имеет точное решение, которое определяется через функцию ошибок Erfc . Используя ее асимптотический вид, получим

$$x = -l_1 \frac{\bar{n}/n_0}{\sqrt{C - \ln(n/n_0)}}. \quad (18)$$

Из (17) следует, что у поверхности $x=0$ производная концентрации кварков стремится к бесконечности при $n \rightarrow 0$ (рис.1, 2). А у поверхности атомных ядер, согласно модели Томаса-Ферми, как плотность барионов, так и ее производная стремятся к нулю только при $x \rightarrow \infty$.

Так как распределение барионного заряда у поверхности имеет беско-

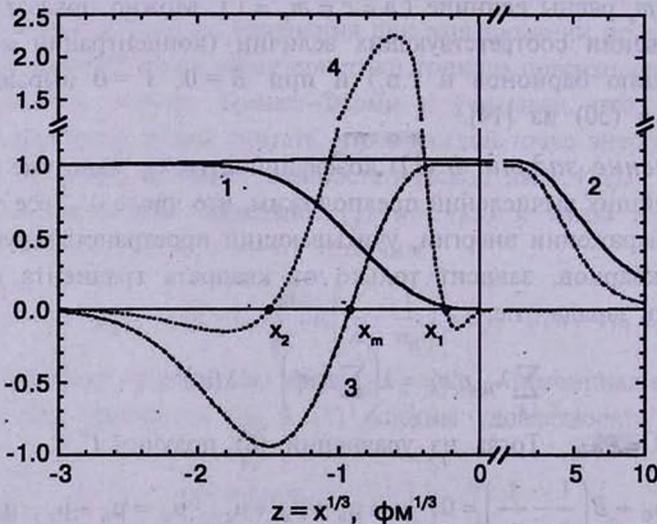


Рис.1. Зависимости концентрации барионного числа n/n_0 - кривая 1, потенциала V/V_0 - кривая 2, напряженности поля E/E_0 - кривая 3, плотности электрического заряда $10^{-2}[(2n_s - n_s - n_s)/3 - n_s/n_0]$ - кривая 4 от $z = x^{1/3}$ у поверхности странной звезды. Точки x_2 и x_1 соответствуют экстремумам напряженности поля, а x_m - максимуму потенциала. Нулевым индексом обозначены соответствующие величины в глубоких слоях, а индексом s - на поверхности $x=0$.

нечную производную, то численное решение уравнения (14) затруднено. Поэтому аналитические решения (17) и (18) весьма полезны для нахождения решения (14) численными методами в глубоких слоях, где уже $n/n_0 \sim 1$.

Для построения полного решения необходимо совместно решить уравнение Пуассона (3) и уравнение для распределения барионного заряда (14) с учетом условий химического равновесия между частицами. Решением уравнения (3) в области $x > 0$, в которой кварки отсутствуют, является $V = V_s / (1 + \sqrt{2/3\pi} e V_s x)$, которое содержит значение потенциала V_s на поверхности в качестве константы интегрирования. Численные значения V_s и константы интегрирования C в (17) выбираются таким образом, чтобы решения удовлетворяли условиям (4), (9).

5. *Выбор численного значения λ .* В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о сплошной СКМ, с помощью которых можно было бы определить численное значение λ . В наших расчетах выбирались такие значения, чтобы эффективная толщина поверхностного слоя СКМ была бы такого же порядка, что и у обычных атомных ядер.

Уравнение (14) представим в следующем виде:

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)'' + \frac{1}{2l_2^2} \left(1 - \frac{\mu}{\mu_0}\right) + \frac{1}{2l_1^2} \left(1 - \frac{n_0}{n}\right) = 0, \quad (19)$$

$$l_2 = \sqrt{\lambda n_0 / \mu_0} \equiv l_1 \sqrt{B/n_0 \mu_0}, \quad \mu_0 = \mu_{0u} + \mu_{0d} + \mu_{0s} \equiv \epsilon_0 / n_0.$$

Характерную длину l_2 , содержащую λ , будем считать свободным параметром, численное значение которого и определит эффективную толщину поверхностного слоя.

Если плотность кварков у поверхности СКМ падала бы скачком от сверхядерных значений до нуля, то СКМ занимала бы область $(-\infty, x_0)$, а не $(-\infty, 0)$. Легко убедиться, что

$$x_0 = \lim_{x \rightarrow -\infty} \int_0^x \left(\frac{n}{n_0} - 1\right) dx.$$

За численное значение эффективной толщины l_2 принято удвоенное значение x_0 .

6. *Результаты расчетов.* Численные расчеты проведены для $l_2 = (0.5; 0.75; 1; 1.25)$ Фм. Исползованные нами выражения для энергии и термодинамических потенциалов странной кварковой материи приведены в [6,7]. В наших расчетах мы учитывали, что при определенных малых плотностях странные кварки не могут существовать. Это связано с ненулевым значением массы s -кварка. На рис.1 для $\alpha_c = 0.05$, $m_s = 50$ МэВ, $B = 150$ МэВ/Фм³ приведены зависимости $n(x)/n_0$, $V(x)/V_0$, напряженности $E_x(x)/|E_x(0)|$ и плотности электрического заряда $\sum e q_i n_i(x)$. Для охвата

как внутренней, так и внешней заряженных областей и более четкого показа структуры у поверхности ($x \approx 0$) на рис.1 вместо координаты x взята переменная $z = x^{1/3}$. Для сравнения, на рис.2 приведены зависимости концентрации электронов для трех различных приближений. Первый и второй случаи качественно одинаковы и отличаются лишь численным значением толщины заряженного кваркового слоя. Концентрация электронов, а с ней и потенциал V монотонно убывают от значений в глубоких слоях до нуля на расстояниях ~ 1000 Фм от поверхности. В обоих случаях суммарная плотность заряда в области $x \leq 0$ положительна, а в области $x > 0$ - отрицательна, и электрическое поле везде направлено наружу.

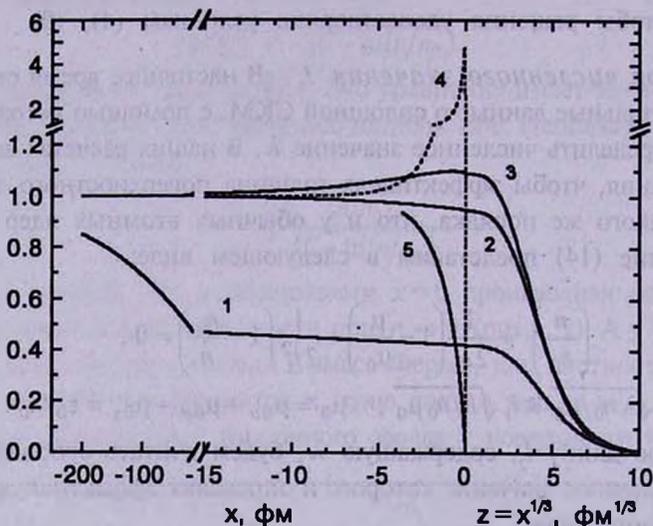


Рис.2. Зависимости концентрации электронов n_e/n_0 от x при $x < 0$ и от $z = x^{1/3}$ при $x > 0$ для случаев: 1 - не учтены как размазанность, так и перестройка кварков через β -процессы из-за уменьшения ферми-энергии электронов [2]; 2 - учтена только перестройка кварков [7]; 3 - учтены и перестройка, и размазанность кварков; 4 - размазанность кварков учтена, однако имеет место локальная электронейтральность. Здесь приводится также зависимость концентрации барионного числа n_b/n_0 (кривая 5) для случаев 3 и 4 лишь в области $-4 < x < 0$, чтобы не создать лишнюю путаницу кривых.

В рассматриваемом случае (кривая 3) картина принципиально иная: нарушается монотонность потенциала. В переходном кварковом слое, в точке $x_m = -0.78$ Фм, где $n = 0.5n_0$ и $V = 1.03V_0$, кривая $V(x)$ имеет максимум, а напряженность поля меняет свое направление. В точке $x_2 = 3.32$ Фм (точка поворота кривой $V(x)$), в которой меняется знак плотности заряда, поле достигает своего максимального отрицательного значения и монотонно стремится к нулю во внутренних слоях (рис.1). В областях $x > x_m$ и $x < x_m$ электрическое поле имеет противоположные направления. Таким образом, учет размазанности распределения кварков у поверхности приводит к принципиально новой структуре электрического

поля. Такое поведение распределения электрического заряда и поля легко понять, если определить структуру поверхностного кваркового слоя при требовании локальной электронейтральности с данным распределением кварков. Для этого случая на рис.2 приведена зависимость концентрации электронов от x (пунктирная кривая 4). Видно, что в этом случае концентрация электронов в поверхностном слое в два с половиной раза больше, чем в глубоких слоях. Это связано с тем, что при уменьшении плотности кварков у поверхности для обеспечения β -равновесия и электронейтральности требуется гораздо больше электронов, чем при высоких плотностях. Поэтому электроны вылетают не только наружу, но и проникают в глубокие слои, тем самым делая их отрицательно заряженными. Это усиливается еще тем, что при уменьшении уровня ферми-электронов рождаются новые электроны из-за нарушения β -равновесия между кварками. Электронов от разлета удерживают положительные заряды, находящиеся в области $x_2 < x < x_1$. В табл.1 приведены численные значения параметров поверхности СКМ для четырех наборов значений констант α_c , m_s и B . В этой таблице СКМ во всех вариантах является самосвязанной.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ САМОСВЯЗАННОЙ СКМ

	α_c	n_0 Фм ⁻³	ϵ_b МэВ	V_0 МэВ	$E_s \cdot 10^{-16}$ В/см	$-x_1$ Фм	$\frac{n_1}{n_0}$	$\frac{E_1}{E_s}$	$-x_2$ Фм	$\frac{n_2}{n_0}$	$\frac{E_2}{E_s}$	$-x_m$ Фм	$\frac{V_{max}}{V_0}$	σ МэВ/Фм ²	l_f Фм
a	0.05	0.29	25.7	30.4	1.6	0.06	0.076	1.006	4.27	0.96	0.30	1.72	1.02	95	2.5
	0.2	0.29	6.57	26.9	1.5	0.04	0.05	1.003	3.56	0.93	0.7	1.02	1.03	95	2.5
b	0.05	0.25	86.0	24.1	1.2	0.01	0.02	1.001	3.32	0.92	0.94	0.78	1.03	79	2.5
	0.2	0.25	66.6	18.7	0.61	0.01	0.013	1.000	3.06	0.90	1.57	0.50	1.07	79	2.5

Примечание. n_0 , ϵ_b , V_0 - плотность барионного заряда, энергия связи на барион, химический потенциал электрона (глубина электростатической ямы для электрона) в глубоких слоях соответственно, E_s , E_1 , E_2 - напряженности поля на поверхности и в точках x_1 и x_2 соответственно, x_m - координата точки с максимальным значением потенциала V_m ; n_1 и n_2 - плотности барионного заряда в точке x_1 и x_2 ; σ - коэффициент поверхностного натяжения. Вариант a - ($m_s = 200$ МэВ и $B = 60$ МэВ/Фм²)

В табл.2 для различных значений α_c и l_f при $m_s = 200$ МэВ и $B = 60$ МэВ/Фм³ приведены значения поверхностного натяжения σ и эффективной толщины l_f . Для этих значений m_s и B СКМ является самосвязанной только при $\alpha_c = (0.1 \text{ и } 0.2)$. Хотя несамосвязанная кварковая материя не может иметь свободной поверхности, однако при определенных условиях в обычном барионном веществе могут существовать микроскопические образования такой СКМ с размерами в десятках ферми [12]. Поэтому

расчеты проведены и для таких наборов (α_c, m_s, B), которые не обеспечивают самосвязанность СКМ, хотя состояние с нулевым давлением существует. Согласно [12], такое смешанное состояние может быть стабильным при $\sigma \leq 70 \text{ МэВ/Фм}^3$. Поэтому здесь также приведены значения σ для несамосвязанной СКМ. Из табл.2 видно, что для данного значения характерного масштаба l_2 удельная поверхностная энергия σ (коэффициент поверхностного натяжения) почти не зависит от константы

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ σ (МэВ/Фм²) И ТОЛЩИНЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ l_1 (Фм) КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ ОТ ПАРАМЕТРА l_2 И КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ α_c ДЛЯ $m_s = 200 \text{ МэВ}$ И $B = 60 \text{ МэВ/Фм}^3$

$l_2 \backslash \alpha_c$		0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.5	σ	63.0	63.2	63.4	63.8	64.1	64.3
	l_1	1.66	1.66	1.66	1.67	1.67	1.67
0.75	σ	94.6	95.0	95.3	95.7	96.1	96.5
	l_1	2.49	2.49	2.50	2.50	2.50	2.50
1.0	σ	126	127	127	128	128	129
	l_1	3.32	3.32	3.33	3.33	3.34	3.34
1.25	σ	157	158	159	160	160	161
	l_1	4.15	4.15	4.16	4.16	4.16	4.16

глюон-кваркового взаимодействия α_c . Однако l_2 определяется значением феноменологической величины λ , которая может зависеть от α_c . В численное значение σ определенный вклад дает также энергия электростатического поля, но этот вклад ничтожно мал. Однако для больших значений энергии ферми-электронов ($\sim 200 \text{ МэВ}$), что имеет место в упомянутом смешанном состоянии, электростатическая часть коэффициента поверхностного натяжения может играть решающую роль в стабильности этого состояния. В [17] исследовано влияние электростатического экранирования на стабильность сферических микрообразований СКМ в обычном барионном веществе. Показано, что электростатическое экранирование в такой системе может играть стабилизирующую роль. Решенная нами задача (дифференциальные уравнения (3) и (19) с соответствующими граничными условиями) с математической точки зрения является жесткой задачей - ничтожные изменения численных значений констант интегрирования S и V_s в решениях уравнений (19) и (3) приводят к очень большим изменениям функций в глубоких слоях. Совпадение численных значений

σ , рассчитанных по разным формулам (11) и (12), а также выполнение условия глобальной электронейтральности (5) свидетельствуют о высокой точности выполненных численных расчетов.

Наши расчеты базировались:

а) на модели мешка MIT кварковой материи, конечно не являющейся совершенной - она не может хорошо описывать систему при малых плотностях, параметр B считается не зависящим от плотностей частиц. Тот факт, что производная $(dn/dx) \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 0$, т.е. толщина слоя с низкой плотностью очень мала, уменьшает роль этого недостатка;

б) на предположении о независимости чисел λ_{jk} от типов частиц, которое в первом приближении можно считать приемлемым.

Мы не учли, что у поверхности СКМ в термодинамическом равновесии с ней, в принципе, может находиться тонкий, толщиной ~ 2 Фм, слой из обычного барионного вещества, аналогичный внешним слоям сверхплотных ядер [14].

Наличие тонкого барионного вещества на поверхности СКМ сомнительно и требует дополнительного исследования. Однако при такой возможности численное значение поверхностного натяжения существенно не изменится.

7. Заключение. Таким образом, можно утверждать, что:

1) в рамках модели мешка MIT структура электрического поля у свободной поверхности при учете размазанности распределения кварков принципиальным образом отличается от случая скачкообразного изменения плотности кварков. Направления электрического поля во внутренних и внешних слоях голой странной звезды противоположны;

2) коэффициент поверхностного натяжения самосвязанной кварковой материи в зависимости от численных значений параметров модели мешка MIT и параметра λ изменяется в пределах $\sim 60 + 150$ МэВ/Фм².

3) полученные результаты дают основание предполагать, что, по всей вероятности, смешанное состояние обычной ядерной и странной кварковой материи (в рамках модели MIT) энергетически невыгодно.

Выражаем благодарность проф. Ю.Л.Вартаняну, участникам семинара Кафедры теории волновых процессов за обсуждение результатов работы.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке фонда ANSEF (грант PS-140) и в рамках темы 1842, поддержанной Министерством высшего образования и науки Республики Армения.

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

THE FINE STRUCTURE OF THE SURFACE OF BARE STRANGE STARS

G.S.HAJYAN, S.G.HAJYAN

The fine structure of a bare strange quark star is determined. The distribution of quarks and electrons in the surface layer is determined by means of Thomas-Fermi phenomenological method. It is shown that for the MIT bag model the density of quarks at the free surface decreases continuously to zero in the layer of finite thickness. Unlike the results obtained by other authors, in this case the electric field changes the direction within the transitional layer. Within this model the coefficient of surface tension of quark matter is determined. Depending on the values of model parameters, it equals $60 + 150 \text{ MeV/Fm}^2$.

Key words: *stars: quark matter: surface tension*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Ivanenko, D.Kurdgelaidze, Lett. Nuovo Cimento, 2, 13, 1969.
2. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
3. G.Alcock, E.Farhi, A.Oliento, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
4. P.Haensel, J.I.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
5. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Астрофизика, 37, 500, 1994.
6. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Докл. НАН Армении, 95, 98, 1995.
7. Г.С.Аджян, Астрофизика, 44, 3, 476, 2001, Astro-ph/ 0307278, 2003.
8. V.V.Usov, Phys. Rev. Lett., 80, 230, 1998.
9. Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Астрофизика, 42, 617, 1999.
10. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Astrophys. J., 310, 261, 1995.
11. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Астрофизика, 42, 439, 1999.
12. N.K.Glendenning, Phys. Rev., D46, 1274, 1992.
13. Г.Бете, Теория ядерной материи, Мир, М., 1974.
14. И.И.Мишустин, А.В.Карнюхин, Ядерная физика, 32, 4(10), 945, 1980.
15. R.A.Berg, L.Wilets, Phys. Rev., 101, 201, 1956.
16. L.Wilets, Phys. Rev., 101, 1805, 1956.
17. D.N.Voskresensky, M.Yasuhira, T.Tatsumi, Phys. Lett., B541, 93, 2002, nucl-th/0109009 v.1, 2001.

УДК: 524.8:531.51

ПОВЕРХНОСТНАЯ ВАКУУМНАЯ ЭНЕРГИЯ И НАТЯЖЕНИЯ НА БРАНЕ В AdS-ПРОСТРАНСТВЕ С ПРИЛОЖЕНИЕМ К МОДЕЛИ БРАН-МИРОВ

А.А.СААРЯН

Поступила 5 мая 2004

Принята к печати 15 ноября 2004

Исследованы вакуумные средние поверхностного тензора энергии-импульса, генерированные на бране в AdS пространстве-времени квантовыми флуктуациями скалярного поля с произвольным параметром связи. Предполагается, что на бране поле удовлетворяет граничным условиям смешанного типа. В качестве регуляризационной процедуры использован метод обобщенной дзета-функции. Рассмотрены обе области, расположенные слева (L-область) и справа (R-область) от брана. Показано, что поверхностные энергии для обеих этих областей содержат полюсные и конечные вклады. Выведены аналитические выражения для обеих частей. При вычислении полной поверхностной энергии, включающей вклады от L- и R-областей, в нечетных пространственных размерностях полюсные члены сокращаются. Индуцированный вакуумными квантовыми эффектами поверхностный тензор энергии-импульса соответствует генерации космологической постоянной на бране. Приведено приложение полученных результатов ко второй модели Рандалл-Сундрума.

1. *Введение.* Пространство-время анти-де-Ситтера (AdS) является максимально симметричным решением уравнений Эйнштейна с отрицательной космологической постоянной. В ранних исследованиях квантовой теории поля в AdS-фоне интерес к этому многообразию был обусловлен принципиальными вопросами квантования полей в искривленном пространстве-времени. Важность этих исследований особенно возросла, когда было показано, что AdS пространство-время описывает основное состояние в теориях расширенной супергравитации, моделей Калузы-Клейна и теории струн. В последние годы появление AdS/CFT соответствия и моделей бран-миров типа Рандалл-Сундрума привело к дальнейшей интенсификации исследований квантовых явлений на AdS-фоне. AdS/CFT соответствие (см. обзор [1]) представляет реализацию голографического принципа и связывает теории струн и супергравитации на AdS-фоне с конформной теорией поля на его границе. Это соответствие является мощным средством для исследований калибровочных теорий поля, в частности квантовой хромодинамики. Многие фундаментальные теории, объединяющие различные физические взаимодействия, естественно и самосогласованно формулируются в пространстве-времени с числом измерений больше четырех. В последнее время особое внимание стало

уделяться представлению о бран-мирах, в котором подразумевается локализация обычного вещества на трехмерном многообразии - бране, вложенном в объемлющее многомерное пространство, а дополнительные измерения доступны только гравитонам и, возможно, другим гипотетическим частицам, слабо взаимодействующим с веществом. В моделях бран-миров дополнительные измерения могут иметь большой или даже бесконечно большой размер и могут приводить к экспериментально наблюдаемым эффектам. Наличие больших дополнительных измерений позволяет редуцировать фундаментальный многомерный гравитационный масштаб к энергиям порядка 1 ТэВ [2-4] и тем самым разрешить проблему иерархии между планковским и электрослабым масштабами. Среди наиболее популярных сценариев бран-миров выделяются модели, предложенные Рэндалл и Сундрумом [5,6]. Первая модель Рэндалл-Сундрума основана на нефакторизуемой геометрии и содержит одно дополнительное измерение, являющееся S^1/Z_2 орбифолдом. Два брана с тремя пространственными измерениями и с противоположными натяжениями находятся в неподвижных точках орбифолда и вместе с отрицательной фоновой космологической постоянной являются источником пятимерной гравитации. Соответствующая пространственно-временная метрика содержит фактор, который экспоненциально зависит от радиуса дополнительной размерности. В сценарии, предложенном в [5], расстояние между бранами связано с вакуумным ожиданием безмассового скалярного поля (поле радиона). Для успешной реализации сценария необходим механизм стабилизации расстояния между бранами. Один из возможных механизмов, основанный на силах Казимира, генерированных квантовыми вакуумными флуктуациями фоновых полей, исследован в работах [7-15] для фоновой геометрии Рэндалл-Сундрума и некоторых ее обобщений. Во второй модели Рэндалл-Сундрума [6] имеется только один бран с положительным натяжением и одно бесконечное дополнительное измерение. Благодаря наличию экспоненциального фактора в метрике вклад последнего в пятимерный объем является конечным.

В предыдущей нашей работе [16] исследованы функция Вайтмана и вакуумные средние объемного тензора энергии-импульса для массивного скалярного поля с произвольным параметром связи с кривизной, удовлетворяющим граничным условиям Робина на двух параллельных бранах на $(D+1)$ -мерном AdS-фоне. В частности, вычислены вакуумные силы, действующие на браны. Предельным переходом получены также соответствующие результаты для одного брана и рассмотрены приложения к первой модели Рэндалл-Сундрума. В работах [17-19] на примерах плоских, сферических и цилиндрических границ на фоне пространства-времени Минковского показано, что вакуумные средние тензора энергии-

импульса скалярного поля на многообразиях с границами, наряду с объемной частью, содержат также поверхностный вклад, локализованный на границе многообразия. Формула для поверхностного тензора энергии-импульса скалярного поля для искривленного фона с произвольной гладкой границей выведена в [20]. Соответствующие вакуумные средние для равноускоренной плоской пластины исследованы в работе [21]. В настоящей работе вычислены вакуумные средние поверхностного тензора энергии-импульса скалярного поля, генерированные на бране в AdS пространстве-времени. Статья организована следующим образом. Во втором разделе сформулирована задача и приводятся основные формулы, использованные в дальнейших вычислениях. В разделе 3 методом обобщенной дзета-функции исследованы вакуумные средние поверхностного тензора энергии-импульса для L-области. Аналогичные результаты для R-области приведены в разделе 4. Раздел 5 посвящен приложению полученных результатов ко второй модели Рандалл-Сундрума. В заключении подытожены основные результаты.

2. Поверхностный тензор энергии-импульса. Рассмотрим скалярное поле $\varphi(x)$ на фоне $(D+1)$ -мерного AdS пространства-времени с радиусом кривизны $1/k_D$ и линейным элементом

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = e^{-2k_D y} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2, \quad (1)$$

где $\eta_{\mu\nu}$ - метрика D -мерного пространства-времени Минковского. Здесь и в дальнейшем латинские и греческие индексы пробегают значения $0, 1, \dots, D$ и $0, 1, \dots, D-1$, соответственно, и $x^D = y$. В случае произвольного параметра связи ζ с кривизной уравнение поля имеет вид

$$(g^{ik} \nabla_i \nabla_k + m^2 + \zeta R) \varphi(x) = 0. \quad (2)$$

Здесь ∇_i - оператор ковариантной производной, соответствующей метрике (1), m - масса кванта поля, $R = -D(D+1)k_D^2$ - скаляр Риччи AdS пространства-времени. Значения параметра связи $\zeta = 0$ и $\zeta = \zeta_c \equiv (D-1)/4D$ соответствуют минимально- и конформно-связанным скалярным полям, соответственно. Заметим, что преобразованием координат

$$z = e^{k_D y} / k_D. \quad (3)$$

метрика (1) приводится к конформно-плоскому виду.

Ниже будем предполагать, что поле удовлетворяет граничному условию смешанного типа (условие Робина) на бране, локализованном при $y = a$:

$$(\tilde{A} + \tilde{B} \partial_y) \varphi(x) = 0, \quad y = a, \quad (4)$$

с постоянными коэффициентами \tilde{A} , \tilde{B} . Это условие обобщает граничные условия Дирихле и Неймана и естественно возникает в моделях бран-миров. Наложение граничных условий приводит к модификации спектра

нулевых колебаний рассматриваемого скалярного поля и в результате к изменению вакуумных средних физических величин по сравнению со случаем AdS-фона без границ. Вакуумные средние объемного тензора энергии-импульса, генерированные одним и двумя параллельными бранами, исследованы в нашей предыдущей работе [16]. Как показано в работе [20], тензор энергии-импульса скалярного поля на многообразиях с границами, наряду с объемной частью, содержит также поверхностный вклад, локализованный на границе многообразия. Для произвольной гладкой границы ∂M поверхностная часть тензора энергии-импульса представляется в виде

$$T_{ik}^{(surf)} = \delta(x; \partial M) \tau_{ik}, \quad (5)$$

где "односторонняя" дельта-функция $\delta(x; \partial M)$ локализует этот тензор на границе ∂M и

$$\tau_{ik} = \zeta \varphi^2 K_{ik} - (2\zeta - 1/2) h_{ik} \varphi n^l \nabla_l \varphi. \quad (6)$$

В формуле (6) n^l - внутренняя нормаль к границе, $h_{ik} = g_{ik} + n_i n_k$ - индуцированная на границе метрика, $K_{ik} = h^l_j h_k^m \nabla_l n_m$ - соответствующий тензор внешней кривизны. Для конформно связанного безмассового скалярного поля тензор (6) является безследовым. Целью настоящей работы является исследование вакуумных средних тензора (6), индуцированных на бране вакуумными флуктуациями фонового скалярного поля.

Пусть $\{\varphi_\alpha(x), \varphi_\alpha^*(x)\}$ - полная система положительно- и отрицательно-частотных решений уравнения поля (2), удовлетворяющих граничному условию (4). Здесь коллективный индекс α соответствует набору квантовых чисел, определяющих решение. Разлагая оператор поля по собственным функциям $\varphi_\alpha(x)$, воспользовавшись стандартными коммутационными соотношениями и определением вакуумного состояния, для вакуумных средних поверхностного тензора энергии-импульса получим формулу

$$\langle 0 | T_{ik}^{(surf)} | 0 \rangle = \delta(x; \partial M) \langle 0 | \tau_{ik} | 0 \rangle, \quad \langle 0 | \tau_{ik} | 0 \rangle = \sum_\alpha \tau_{ik} \{\varphi_\alpha(x), \varphi_\alpha^*(x)\}, \quad (7)$$

где $|0\rangle$ - амплитуда соответствующего вакуумного состояния, и вид билинейной формы $\tau_{ik} \{\varphi, \psi\}$ определяется классическим тензором энергии-импульса (6).

Бран, локализованный при $y = a$, разделяет AdS-пространство на две области с координатами $-\infty < y < a$ (L-область) и $a < y < \infty$ (R-область). Свойства вакуума в этих областях разные, и мы рассмотрим их по отдельности. Соответствующие величины будем указывать индексами L и R, соответственно. Для компонент вектора нормали и тензора внешней кривизны имеем

$$\begin{aligned} n^{(j)'} &= n^{(j)} \delta_D^j, \quad j = L, R, \quad n^{(L)} = -1, \quad n^{(R)} = 1, \\ K_{\mu\nu}^{(j)} &= -n^{(j)} k_D g_{\mu\nu}, \quad \mu = 0, 1, \dots, D-1, \quad K_{DD}^{(j)} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

С помощью этих соотношений и граничного условия (4) вакуумные средние поверхностного тензора энергии-импульса в областях $j = L, R$ выражаются через соответствующие средние квадрата поля, вычисленные на поверхности брана:

$$\langle 0 | \tau_{\mu\nu}^{(j)} | 0 \rangle = -n^{(j)} g_{\mu\nu} [\zeta k_D - (2\zeta - 1/2) \tilde{A} / \tilde{B}] \langle 0 | \phi^2 | 0 \rangle_{y=a}^{(j)}, \quad \langle 0 | \tau_{DD}^{(j)} | 0 \rangle = 0. \quad (9)$$

Этот тензор пропорционален метрике на бране и поэтому является гравитационным источником типа космологической постоянной, локализованной на бране:

$$\langle 0 | \tau_i^{(j)k} | 0 \rangle = \text{diag}(\varepsilon^{(j)}, -p^{(j)}, \dots, -p^{(j)}, 0), \quad (10)$$

с плотностью энергии $\varepsilon^{(j)}$, эффективным давлением $p^{(j)}$ и уравнением состояния $p^{(j)} = -\varepsilon^{(j)}$, $j = L, R$.

3. *Вакуумные средние поверхностного тензора энергии-импульса в L-области.* Из симметрии рассматриваемой задачи следует, что в выражении для собственных функций переменные разделяются и часть, соответствующая координатам на бране, имеет стандартную плоскороволновую структуру:

$$f_\alpha(x) = \frac{f_u(y)}{\sqrt{2\omega(2\pi)^{D-1}}} e^{-i\eta_{\mu\nu} k^\mu x^\nu}, \quad k^\mu = (\omega, \vec{k}), \quad \omega = \sqrt{k^2 + u^2}, \quad k = |\vec{k}|, \quad (11)$$

где возможные значения постоянных разделения u определяются граничным условием и приводятся ниже. Уравнение для функции $f_u(y)$ получается подстановкой выражения (11) в уравнение поля (2) и имеет вид

$$-e^{Dk_D y} \frac{d}{dy} \left(e^{-Dk_D y} \frac{df_u}{dy} \right) + (m^2 + \zeta R) f_u = u^2 e^{2k_D y} f_u. \quad (12)$$

В L-области регулярное в пределе $y \rightarrow -\infty$ решение этого уравнения определяется выражением

$$f_u(y) = C_u e^{Dk_D y / 2} J_\nu(uz), \quad (13)$$

где переменная z определена согласно (3), $J_\nu(x)$ - функция Бесселя и

$$\nu = \sqrt{(D/2)^2 - D(D+1)\zeta + m^2/k_D^2}. \quad (14)$$

Ниже мы будем рассматривать значения ζ , при которых ν является действительным. Для мнимых значений ν основное состояние становится неустойчивым [22]. Заметим, что для конформно-инвариантного безмассового скалярного поля $\nu = 1/2$ и функция Бесселя в (13) выражается через элементарные функции. Из граничного условия при $y = a$ следует, что возможные значения u являются решениями уравнения

$$\bar{J}_\nu(uz_a) = 0, \quad z_a \equiv e^{k_0 a}/k_D, \quad (15)$$

где и в дальнейшем используется обозначение

$$\bar{F}(x) \equiv AF(x) + Bx F'(x), \quad A = \bar{A} + \bar{B}k_D D/2, \quad B = \bar{B}k_D \quad (16)$$

для заданной функции $F(x)$. Обозначим через $u = u_{\nu, n}$, $n = 1, 2, \dots$, положительные решения уравнения (15), расположенные в порядке возрастания, $u_{\nu, n} < u_{\nu, n+1}$. Постоянная C_u в формуле (13) определяется из условия ортонормировки собственных функций:

$$\int_{-\infty}^a dy e^{(2-D)k_D y} f_{u_{\nu, n}}(y) f_{u_{\nu, n'}}(y) = \delta_{nn'}. \quad (17)$$

Воспользовавшись стандартной формулой для интегралов, содержащих произведение функций Бесселя, получим

$$C_u^2 = -\frac{2uB}{k_D J_\nu(uz_a) \partial \bar{J}_\nu(uz_a)/\partial u}, \quad u = u_{\nu, n}. \quad (18)$$

Подставляя собственные функции (11) в соответствующую сумму по модам, после интегрирования по направлениям вектора \vec{k} для вакуумной средней квадрата поля на поверхности брана в L -области получим

$$\begin{aligned} \langle 0|\varphi^2|0\rangle_{y=a}^{(L)} &= \sum_{\alpha} \varphi_{\alpha}(x) \varphi_{\alpha}^*(x) = \\ &= -\frac{2k_D^{D-1} B z_a^D}{(4\pi)^{(D-1)/2} \Gamma((D-1)/2)} \int_0^{\infty} dk k^{D-2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{u}{\sqrt{u^2 + k^2}} \frac{J_\nu(uz_a)}{\partial \bar{J}_\nu(uz_a)/\partial u} \Big|_{u=u_{\nu, n}}, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\Gamma(x)$ - гамма-функция Эйлера. Эта величина расходится, и необходима некоторая регуляризационная процедура с последующей перенормировкой. В квантовой теории поля используются различные процедуры регуляризации расходящихся величин. Для выделения конечной части расходящегося выражения в формуле (19) мы воспользуемся методом, являющимся обобщением метода дзета-функции. Ранее метод дзета-функции широко использовался для вычисления энергии Казимира в различных геометриях границ (см., например, [23-33] и приведенные там ссылки).

Итак, вместо выражения в правой части (19) мы рассмотрим функцию

$$F_L(s) = -\frac{2k_D^{D-1} B z_a^D \mu^{-1-s}}{(4\pi)^{(D-1)/2} \Gamma((D-1)/2)} \int_0^{\infty} dk k^{D-2} \sum_{n=1}^{\infty} (u^2 + k^2)^{s/2} \frac{u J_\nu(uz_a)}{\partial \bar{J}_\nu(uz_a)/\partial u} \Big|_{u=u_{\nu, n}}, \quad (20)$$

от комплексной переменной s , где, как обычно это делается в методе дзета-функции, для сохранения размерности выражения введен параметр μ размерности массы. Вычисляя интеграл по k с помощью стандартной формулы, получим

$$F_L(s) = -\frac{k_p^{D-1} B z_a^D \mu^{-1-s}}{(4\pi)^{(D-1)/2} \Gamma((D-1)/2)} B\left(\frac{D-1}{2}, -\frac{D-1+s}{2}\right) \zeta_L(s), \quad (21)$$

где $B(x, y)$ - бета функция Эйлера, и мы ввели обобщенную дзета-функцию

$$\zeta_L(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{u^{D+s} J_\nu(uz_a)}{\partial J_\nu(uz_a) / \partial u} \Big|_{u=u_{\nu,n}}. \quad (22)$$

Для вычисления вакуумных средних поверхностного тензора энергии-импульса необходимо найти аналитическое продолжение функции $F_L(s)$ для значения $s = -1$:

$$\langle 0|\varphi^2|0\rangle_{y=a}^{(L)} = F_L(s)|_{s=-1}. \quad (23)$$

Для аналитического продолжения представим функцию (22) в виде контурного интеграла в комплексной плоскости u :

$$\zeta_L(s) = \frac{1}{2\pi i} \int_C duu^{D+s} \frac{J_\nu(uz_a)}{J_\nu(uz_a)}, \quad (24)$$

где контур интегрирования C обходится в положительном направлении и состоит из полуокружности C_R большого радиуса R в правой полуплоскости с центром в точке $u = 0$ и отрезка мнимой оси $(-iR, iR)$. Будем также предполагать, что точка $u = 0$ обходится малой полуокружностью C_ρ радиуса ρ в правой полуплоскости. В пределе $R \rightarrow \infty$ внутри контура C содержатся все точки $u = u_{\nu,n}$, являющиеся простыми полюсами под-интегрального выражения в формуле (24). При достаточно малых s интеграл по полуокружности C_R стремится к нулю в пределе $R \rightarrow \infty$ и интеграл в правой части (24) представится в виде

$$\zeta_L(s) = \frac{1}{2\pi i} \int_{C_\rho} duu^{D+s} \frac{J_\nu(uz_a)}{J_\nu(uz_a)} - \frac{1}{\pi} \sin \frac{\pi}{2} (D+1+s) \int_\rho^\infty duu^{D+s} \frac{I_\nu(uz_a)}{I_\nu(uz_a)}, \quad (25)$$

где введена модифицированная функция Бесселя $I_\nu(x)$. Ниже мы рассмотрим предел $\rho \rightarrow 0$. В этом пределе первый интеграл в правой части формулы (25) стремится к нулю при $s = -1$ и не дает вклад в аналитическое продолжение функции $\zeta_L(s)$ в этой точке. Поэтому в дальнейшем мы опустим этот интеграл. Подставляя теперь соответствующее выражение для функции $\zeta_L(s)$ в формулу (21) и воспользовавшись соотношением

$$B\left(\frac{D-1}{2}, -\frac{D-1+s}{2}\right) \sin \frac{\pi}{2} (D+1+s) = \frac{\Gamma((D-1)/2)}{\Gamma(-s/2)\Gamma((D+1+s)/2)}, \quad (26)$$

для функции $F_L(s)$ получим

$$F_L(s) = \frac{(4\pi)^{(1-D)/2} k_D^{D-1} B(\mu z_a)^{-1-s}}{\Gamma(-s/2)\Gamma((D+1+s)/2)} \int_0^\infty duu^{D+s} \frac{I_\nu(u)}{I'_\nu(u)}. \quad (27)$$

Это интегральное представление справедливо при $-(D+1) < \text{Re } s < -D$. Заметим, что коэффициент перед интегралом в этой формуле является конечным при $s = -1$. Для аналитического продолжения выражения в правой части в точку $s = -1$, запишем интеграл в виде суммы интегралов по интервалам $(0, 1)$ и $(1, \infty)$. Первый интеграл является конечным при $s = -1$. Для аналитического же продолжения второго интеграла мы воспользуемся асимптотическими разложениями модифицированной функции Бесселя и ее производной при больших значениях аргумента (см., например, [34]). Из этих разложений при $B \neq 0$ имеем

$$\frac{I_\nu(u)}{I'_\nu(u)} \sim \frac{1}{B} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{w_l(\nu)}{u^{l+1}}, \quad (28)$$

где коэффициенты $w_l(\nu)$ выражаются через соответствующие коэффициенты в разложениях функций $I_\nu(u)$ и $I'_\nu(u)$. Первые четыре коэффициента определяются выражениями

$$w_0(\nu) = 1, \quad w_1(\nu) = \frac{1}{2} - \frac{A}{B}, \quad w_2(\nu) = \frac{3}{8} - \frac{A}{B} + \left(\frac{A}{B}\right)^2 - \frac{\nu^2}{2}, \quad (29)$$

$$w_3(\nu) = \frac{3}{8} + \frac{3}{2} \left(\frac{A}{B}\right)^2 - \left(\frac{A}{B}\right)^3 + \frac{A}{B}(\nu^2 - 1) - \nu^2.$$

Теперь, вычитая и добавляя к подинтегральному выражению в интеграле по $(1, \infty)$ первые N члены соответствующего асимптотического разложения, можно точно интегрировать асимптотическую часть. После этого формула (27) запишется в виде

$$F_L(s) = \frac{(4\pi)^{(1-D)/2} k_D^{D-1} (\mu z_a)^{-1-s}}{\Gamma(-s/2)\Gamma((D+1+s)/2)} \left\{ B \int_0^1 duu^{D+s} \frac{I_\nu(u)}{I'_\nu(u)} + \int_1^\infty duu^{D+s} \left[B \frac{I_\nu(u)}{I'_\nu(u)} - \sum_{l=0}^N \frac{w_l(\nu)}{u^{l+1}} \right] - \sum_{l=0}^N \frac{w_l(\nu)}{D+s-l} \right\}. \quad (30)$$

При $N \geq D-1$ оба интеграла в правой части конечны при $s = -1$, и функция $F_L(s)$ имеет простой полюс, соответствующий слагаемому $l = D-1$ в последней сумме правой части. В результате, среднее значение квадрата поля и, через формулу (10), вакуумное среднее поверхностного тензора энергии-импульса содержат полюсные и конечные части:

$$\langle 0|\varphi^2|0\rangle_{y=a}^{(L)} = \langle \varphi^2 \rangle_p^{(L)} + \langle \varphi^2 \rangle_f^{(L)}. \quad (31)$$

Из разложения Лорана правой части (30) для полюсного и конечного вкладов получим

$$\langle \varphi^2 \rangle_p^{(L)} = -\frac{k_D^{D-1} w_{D-1}(v)}{2^{D-1} \pi^{D/2} \Gamma(D/2)(s+1)},$$

$$\langle \varphi^2 \rangle_f^{(L)} = \frac{k_D^{D-1}}{2^{D-1} \pi^{D/2} \Gamma(D/2)} \left\{ B \int_0^1 du u^{D-1} \frac{I_\nu(u)}{I_\nu(u)} + \int_1^\infty du u^{D-1} \left[B \frac{I_\nu(u)}{I_\nu(u)} - \sum_{l=0}^N \frac{w_l(v)}{u^{l+1}} \right] - \right. \\ \left. - \sum_{l=0, l \neq D-1}^N \frac{w_l(v)}{D-l-1} + w_{D-1}(v) \left[\ln(\mu z_a) + \frac{1}{2} \psi\left(\frac{D}{2}\right) - \frac{1}{2} \psi\left(\frac{1}{2}\right) \right] \right\}. \quad (32)$$

где $\psi(x)$ - дигамма-функция. Исходя из (10) и (31), аналогичное расщепление на полюсные и конечные части можно написать для поверхностной плотности энергии в L-области:

$$\epsilon^{(L)} = \epsilon_p^{(L)} + \epsilon_f^{(L)}, \quad \epsilon_s^{(L)} = [\zeta k_D - (2\zeta - 1/2) \bar{A}/\bar{B}] \langle \varphi^2 \rangle_s^{(L)}, \quad s = p, f, \quad (33)$$

а также для вакуумных натяжений с помощью уравнения состояния $p^{(L)} = -\epsilon^{(L)}$. Заметим, что полюсные части не зависят от координаты брана z_a , а в конечную часть эта зависимость входит только в логарифмическом члене, в комбинации с нормировочным масштабом μ . Появление в конечной части плотности энергии логарифмического члена, содержащего нормировочный масштаб μ , является следствием перенормировочной процедуры. Обсуждение роли этого параметра в вычислениях энергии Казимира можно найти в работе [23]. Наличие полюсного слагаемого в выражении для поверхностной плотности энергии является характерной чертой регуляризации методом дзета-функции. В вычислениях энергии Казимира оно найдено во многих геометриях границ на фоне пространства-времени Минковского. В схеме минимального вычитания за значение рассматриваемой физической величины берется главная часть соответствующего лорановского разложения, т.е. полюсная часть отбрасывается (см., например, [23]).

4. Поверхностная плотность энергии и натяжения в R-области.

Рассмотрим теперь вакуум скалярного поля в области $a < y < \infty$ (R-область). Как и в предыдущем разделе, будем предполагать, что поле удовлетворяет граничному условию (4) на поверхности брана, локализованного в точке $y = a$. Чтобы иметь дело с дискретным набором мод для переменной u , можно ввести второй бран в точке $y = b > a$, на котором поле также удовлетворяет граничному условию. После построения дзета-функции для области $a < y < b$ соответствующая функция для R-области получается в пределе $b \rightarrow \infty$. После такой процедуры для вакуумной средней квадрата поля на бране получим

$$\langle 0 | \varphi^2 | 0 \rangle_{y=a}^{(R)} = F_R(s) |_{s=-1}, \quad (34)$$

где теперь

$$F_R(s) = -\frac{(4\pi)^{(1-D)/2} k_D^{D-1} B(\mu z_a)^{-1-s}}{\Gamma(-s/2)\Gamma((D+1+s)/2)} \int_0^{\infty} duu^{D+s} \frac{K_\nu(u)}{\bar{K}_\nu(u)}, \quad (35)$$

а $K_\nu(u)$ - функция Макдональда. Эта формула отличается от соответствующей формулы для L-области заменой $I_\nu \rightarrow K_\nu$. Аналитическое продолжение функции $F_R(s)$ в точке $s = -1$ можно найти методом, аналогичным использованному в предыдущем разделе для L-области, с использованием асимптотических разложений для функции Макдональда и ее производной (см. [34]). Из этих разложений имеем

$$\frac{K_\nu(u)}{\bar{K}_\nu(u)} \sim -\frac{1}{B} \sum_{l=0}^{\infty} (-1)^l \frac{w_l(\nu)}{u^{l+1}}, \quad (36)$$

с теми же коэффициентами $w_l(\nu)$, что и в (28). Теперь, вычитая и добавляя к подинтегральному выражению первые N члены соответствующего асимптотического разложения, аналогично (30) получим

$$F_R(s) = -\frac{(4\pi)^{(1-D)/2} k_D^{D-1} (\mu z_a)^{-1-s}}{\Gamma(-s/2)\Gamma((D+1+s)/2)} \left\{ B \int_0^1 duu^{D+s} \frac{K_\nu(u)}{\bar{K}_\nu(u)} + \int_1^{\infty} duu^{D+s} \left[B \frac{K_\nu(u)}{\bar{K}_\nu(u)} + \sum_{l=0}^N (-1)^l \frac{w_l(\nu)}{u^{l+1}} \right] + \sum_{l=0}^N \frac{(-1)^l w_l(\nu)}{D+s-l} \right\}. \quad (37)$$

При $N \geq D-1$ оба интеграла в этом выражении конечны при $s = -1$, и функция $F_R(s)$ имеет простой полюс в этой точке, представленный слагаемым $l = D-1$ последней суммы в правой части формулы (37). Теперь вакуумное среднее квадрата поля в R-области представится в виде суммы полюсного и конечного слагаемых:

$$\langle 0|\varphi^2|0\rangle_{y=a}^{(R)} = \langle \varphi^2 \rangle_p^{(R)} + \langle \varphi^2 \rangle_f^{(R)}, \quad (38)$$

где для отдельных частей имеем

$$\langle \varphi^2 \rangle_p^{(R)} = \frac{(-1)^D k_D^{D-1} w_{D-1}(\nu)}{2^{D-1} \pi^{D/2} \Gamma(D/2)(s+1)},$$

$$\langle \varphi^2 \rangle_f^{(R)} = \frac{k_D^{D-1}}{2^{D-1} \pi^{D/2} \Gamma(D/2)} \left\{ B \int_0^1 duu^{D-1} \frac{K_\nu(u)}{\bar{K}_\nu(u)} + \int_1^{\infty} duu^{D-1} \left[B \frac{K_\nu(u)}{\bar{K}_\nu(u)} - \sum_{l=0}^N \frac{w_l(\nu)}{(-u)^{l+1}} \right] + \sum_{l=0, l \neq D-1}^N \frac{(-1)^l w_l(\nu)}{D-l-1} + (-1)^D w_{D-1}(\nu) \left[\ln(\mu z_a) + \frac{1}{2} \Psi\left(\frac{D}{2}\right) - \frac{1}{2} \Psi\left(\frac{1}{2}\right) \right] \right\}. \quad (39)$$

С помощью этих формул получим аналогичное расщепление для поверхностной плотности энергии в R-области:

$$\varepsilon^{(R)} = \varepsilon_p^{(R)} + \varepsilon_f^{(R)}, \quad \varepsilon_s^{(R)} = -\left[\zeta k_D - (2\zeta - 1/2) \tilde{A}/\tilde{B} \right] \langle \varphi^2 \rangle_s^{\tilde{B}}, \quad s = p, f, \quad (40)$$

и через уравнение состояния для вакуумных натяжений.

Полная поверхностная энергия на бране получается суммированием

найденных выше вкладов от L- и R-областей:

$$\varepsilon = \varepsilon^{(L)} + \varepsilon^{(R)}. \quad (41)$$

Теперь, сопоставляя формулы для полюсных частей, заключаем, что при вычислении полной поверхностной энергии в нечетных пространственных размерностях (D - нечетное число) эти части сокращаются. В частности, выбирая $N = D - 1$, для полной поверхностной энергии получим формулу

$$\varepsilon = \frac{k_D^D [2\xi - (4\xi - 1)\tilde{A}/B]}{(4\pi)^{D/2} \Gamma(D/2)} \left\{ B \int_0^1 duu^{D-1} \left[\frac{I_\nu(u)}{I_\nu(u)} + \frac{K_\nu(u)}{K_\nu(u)} \right] + \int_1^\infty duu^{D-1} \left[B \left(\frac{I_\nu(u)}{I_\nu(u)} + \frac{K_\nu(u)}{K_\nu(u)} \right) - 2 \sum_{l=0}^{(D-3)/2} \frac{w_{2l+1}(\nu)}{u^{2l+2}} \right] - 2 \sum_{l=0}^{(D-3)/2} \frac{w_{2l+1}(\nu)}{D-2l-2} \right\}, \quad (42)$$

где коэффициенты $w_l(\nu)$ определяются соотношением (28). Заметим, что эта величина не зависит от нормировочного масштаба μ . Конкретные численные расчеты, проведенные нами по этой формуле для случая $D = 3$, показывают, что, в зависимости от отношения коэффициентов в граничном условии (4), генерированная вакуумными флуктуациями космологическая постоянная может быть как положительной, так и отрицательной.

5. Приложение ко второй модели Рэндалл-Сундрума. Во второй модели Рэндалл-Сундрума имеется один бран на фоне 5-мерного AdS пространства-времени с Z_2 -симметрией (симметрия относительно отражения $y \rightarrow -y$). Здесь мы рассмотрим случай произвольной размерности. Для брана, локализованного при $y = 0$, соответствующая метрика определяется линейным элементом

$$ds^2 = e^{-2k_D|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dy^2, \quad (43)$$

а скаляр Риччи имеет вид

$$R = -D(D+1)k_D^2 + 4Dk_D \delta(y). \quad (44)$$

Рассмотрим фоновое скалярное поле с функционалом действия

$$S = \frac{1}{2} \int d^D x dy \sqrt{|g|} \left\{ g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \varphi - [m^2 + c \delta(y) + \zeta R] \varphi^2 \right\}, \quad (45)$$

где постоянная c определяет поверхностный массовый член. Вытекающее отсюда уравнение поля имеет вид

$$\nabla_\mu \nabla^\mu \varphi + [m^2 + c \delta(y) + \zeta R] \varphi = 0. \quad (46)$$

Соответствующие собственные функции теперь можно представить в виде (11), где функции $f_u(y)$ являются решениями уравнения

$$-e^{Dk_D|y|} \frac{d}{dy} \left(e^{-Dk_D|y|} \frac{df_u}{dy} \right) + [m^2 + (c + 4D\zeta k_D) \delta(y) - D(D+1)\zeta k_D^2] f_u = u^2 e^{2k_D|y|} f_u. \quad (47)$$

Наличие δ -функции в этом уравнении приводит к граничному условию

для $f_u(y)$. Это условие получается интегрированием (47) по бесконечно малой окрестности точки $y=0$. В предположении, что функция $f_u(y)$ является непрерывной в этой точке, получим

$$\lim_{\beta \rightarrow 0} \left. \frac{df_u(y)}{dy} \right|_{y=\beta}^{y=-\beta} = (c+4D\zeta k_D) f_u(0), \quad (48)$$

где $\beta > 0$. Из Z_2 -симметрии модели следует, что $f_u(-y) = f_u(y)$. С учетом этого, соотношение (48) приводит к граничному условию при $y=0$, соответствующему (4) с отношением коэффициентов

$$\frac{\tilde{A}}{\tilde{B}} = -\frac{1}{2}(c+4D\zeta k_D). \quad (49)$$

Таким образом, поверхностные вакуумные средние квадрата поля и тензора энергии-импульса в модели Рандалл-Сундрума даются формулами раздела 4 для R-области с $a=0$ и отношением коэффициентов (49).

6. Заключение. В данной работе исследованы поверхностная плотность энергии и натяжения, индуцированные на бране вакуумными флуктуациями массивного скалярного поля на фоне AdS пространства-времени. Рассмотрен случай скалярного поля с произвольным значением параметра связи с кривизной и удовлетворяющего граничному условию Робина на поверхности брана. Поверхностный вакуумный тензор энергии-импульса пропорционален метрике на бране и соответствует гравитационному источнику типа космологической постоянной. В квантовой теории поля на многообразиях с границами хорошо известно, что вакуумные средние физических величин, квадратичных по оператору поля, расходятся на границе и для выделения соответствующих конечных частей необходима некоторая регуляризационная процедура с последующей перенормировкой. В качестве такого метода здесь использован метод дзета-функции, который ранее широко применялся в вычислениях энергии Казимира для различных геометрий границ. С помощью теоремы Коши о вычетах построены интегральные представления для дзета функций L- и R-областей. Для аналитического продолжения соответствующих интегралов мы вычитаем и добавляем к подинтегральному выражению соответствующее асимптотическое разложение при больших значениях переменной интегрирования. В результате, дзета-функция представляется в виде суммы двух слагаемых. Первое из них конечно в физической точке и легко вычисляется численно. Во втором же интеграле аналитическое продолжение реализуется элементарным интегрированием. Поверхностная плотность энергии и натяжения для отдельных L- и R-областей содержат полюсные и конечные вклады. Наличие полюсных слагаемых является характерной чертой дзета-регуляризации. В минимальной схеме перенормировки эти слагаемые отбрасываются. При вычислении суммарной поверхностной энергии,

включающей вклады от L- и R-областей, в нечетных размерностях фонового пространства полюсные части сокращаются. В этом случае суммарную поверхностную энергию можно вычислить непосредственно по формуле (42). В зависимости от значений постоянных в граничном условии (4), индуцированная вакуумными флуктуациями космологическая постоянная может быть как положительной, так и отрицательной. В полной энергии Казимира сокращение полюсных частей от разных сторон гладкой границы обнаружено во многих рассмотренных в литературе ситуациях. В разделе 5 рассмотрены приложения полученных результатов к модели Рэндалл-Сундрума. Здесь смешанные граничные условия для фонового скалярного поля являются естественным следствием Z_2 -симметрии модели. Отношение коэффициентов в граничном условии выражается через коэффициент поверхностного массового члена в действии поля.

Работа выполнена в рамках гранта 0887 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: saharyan@server.physdep.r.am

SURFACE VACUUM ENERGY AND STRESSES ON A BRANE IN AdS SPACE WITH AN APPLICATION TO THE BRANE-WORLD MODEL

A.A.SAHARIAN

The vacuum expectation values of the surface energy-momentum tensor generated on a brane in AdS bulk by the quantum fluctuations of a scalar field with an arbitrary curvature coupling parameter are investigated. It is assumed that the field obeys the mixed boundary condition on the brane. As a regularization procedure the generalized zeta function method is used. Both regions on the left (L-region) and on the right (R-region) of the brane are considered. It is shown that the surface energies for these regions contain pole and finite contributions. Analytic expressions for both these parts are derived. In calculations of the total surface energy including the contributions from L- and R-regions in odd spatial dimensions the pole parts cancel. The surface energy-momentum tensor induced by vacuum quantum effects corresponds to the generation of the cosmological constant on the brane. The application of the results to the second Randall-Sundrum brane-world model is given.

Key words: *Cosmology:brane-world - Cosmology:Casimir effect*

ЛИТЕРАТУРА

1. *O.Aharony, S.S.Gubser, J.Maldacena, H.Ooguri, Y.Oz*, Phys. Rep., **323**, 183, 2000.
2. *N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.Dvali*, Phys. Lett., **B429**, 263, 1998.
3. *N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.Dvali*, Phys. Rev., **59**, 086004, 1999.
4. *I.Antoniadis, N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.Dvali*, Phys. Lett., **B436**, 257, 1998.
5. *L.Randall, R.Sundrum*, Phys. Rev. Lett., **83**, 3370, 1999.
6. *L.Randall, R.Sundrum*, Phys. Rev. Lett., **83**, 4690, 1999.
7. *S.Nojiri, S.Odintsov, S.Zerbini*, Phys. Rev., **D62**, 064006, 2000.
8. *W.Goldberger, I.Rothstein*, Phys. Lett., **B491**, 339, 2000.
9. *A.Flachi, D.J.Toms*, Nucl. Phys., **B599**, 305, 2001; Nucl. Phys., **B610**, 144, 2001.
10. *J.Garriga, O.Pujolas, T.Tanaka*, Nucl. Phys., **B605**, 192, 2001.
11. *A.Flachi, I.G.Moss, D.J.Toms*, Phys. Rev., **D64**, 105029, 2001.
12. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **46**, 133, 2003.
13. *A.A.Saharian, M.R.Setare*, Phys. Lett., **B552**, 119, 2003.
14. *E.Elizalde, S.Nojiri, S.D.Odintsov, S.Ogushi*, Phys. Rev., **D67**, 063515, 2003.
15. *W.Naylor, M.Sasaki*, Phys. Lett., **B542**, 289, 2002.
16. *A.A.Saharian*, hep-th/0312092.
17. *A.Romeo, A.A.Saharian*, J. Phys., **A35**, 1297, 2002.
18. *A.A.Saharian*, Phys. Rev., **D63**, 125007, 2001.
19. *A.Romeo, A.A.Saharian*, Phys. Rev., **D63**, 105019, 2001.
20. *A.A.Saharian*, Phys. Rev., **D69**, 085005, 2004.
21. *A.A.Saharian, M.R.Setare*, Class. Quantum Grav., **21**, 5261, 2004.
22. *P.Breitenlohner, D.Z.Freedman*, Ann. Phys. (N.Y.), **144**, 249, 1982.
23. *S.K.Blau, M.Visser, A.Wipf*, Nucl. Phys., **B 310**, 1631, 1988.
24. *E.Elizalde, S.D.Odintsov, A.Romeo, A.A.Bytsenko, S.Zerbini*, Zeta Regularization Techniques with Applications, World Scientific, Singapore, 1994.
25. *E.Elizalde, S.Leseduarте, A.Romeo*, J. Phys., **A26**, 2409, 1993.
26. *S.Leseduarте, A.Romeo*, J. Phys., **A27**, 2483, 1994.
27. *M.Bordag, E.Elizalde, K.Kirsten*, J. Math. Phys., **37**, 895, 1996.
28. *S.Leseduarте, A.Romeo*, Ann. Phys. (N.Y.), **250**, 448, 1996.
29. *M.Bordag, K.Kirsten, J.S.Dowker*, Commun. Math. Phys., **182**, 371, 1996.
30. *M.Bordag, E.Elizalde, K.Kirsten, S.Leseduarте*, Phys. Rev., **D56**, 4896, 1997.
31. *G.Lambiase, V.V.Nesterenko, M.Bordag*, J. Math. Phys., **40**, 6254, 1999.
32. *G.Cognola, E.Elizalde, K.Kirsten*, J. Phys., **A34**, 7311, 2001.
33. *A.A.Saharian, R.S.Davtyan, A.H.Yeranyan*, Phys. Rev., **D69**, 085002, 2004.
34. *М.Абрамовиц, И.Стюган*, Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.

CONTENTS

The unique eclipsing system KH 15D: New photometric data <i>O. Yu. Barsunova, V. P. Grinin, S. G. Sergeev</i>	5
Results of magnetic field measurements on four yellow supergiants. I <i>S. I. Plachinda</i>	15
Starspots, activity cycles and differential rotation on cool stars <i>I. Yu. Alekseev</i>	29
The distribution of early type stars in the direction of stellar cluster NGC 2175 <i>E. YE. Khachikian, R. Kh. Hovhannessian, R. A. Epremian</i>	45
Results of an analysis of photoelectric light curves of V448 Cyg taking into account the Roche geometry <i>M. I. Kumsiashvili, N. T. Kochiashvili, G. Djurašević</i>	59
Gravitational radiation of the white dwarf with rough surface <i>D. M. Sedrakian, M. V. Hayrapetyan, A. A. Sadoyan</i>	69
Analysis of the radiation of coronal supra-thermal streams <i>S. Koutchmy, A. G. Nikoghossian</i>	79
Stochastic data in astronomy: Fourier-analysis of strongly uneven time series <i>A. F. Kholtygin, A. B. Shneiweis</i>	87
CO observations of southern molecular clouds. Outflows from young stellar objects GRV 8 and GRV 16 <i>A. L. Gyulbudaghian, J. May</i>	101
IRAS F02044+0957: An interacting system <i>V. H. Chavushyan, O. V. Verkhodanov, J. R. Valdés, R. Mújica, S. A. Trushkin</i>	113
Properties of the OH megamaser galaxies in the radio continuum. I. Observational data <i>R. A. Kandalyan</i>	125
The fine structure of the surface of bare strange stars <i>G. S. Hajyan, S. G. Hajyan</i>	139
Surface vacuum energy and stresses on a brane in AdS space with an application to the brane-world model <i>A. A. Saharian</i>	151

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- СТОХАСТИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ В АСТРОНОМИИ: ФУРЬЕ-АНАЛИЗ СИЛЬНО НЕРАВНОМЕРНЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ
А.Ф.Холтыгин, А.Б.Шнейвайс 87
- СО НАБЛЮДЕНИЯ ЮЖНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ. ИСТЕЧЕНИЯ ИЗ МОЛОДЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ (МЗО) GRV 8 и GRV 16
А.Л.Гюльбудагян, Х.Май 101
- IRAS F02044+0957: ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА
В.О.Чавушян, О.В.Верходанов, Дж.Р.Валдес, Р.Мухика, С.А.Трушкин 113
- СВОЙСТВА ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК В РАДИО-КОНТИНУУМЕ. I. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ
Р.А.Кандалян 125
- ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТИ ГОЛОЙ СТРАННОЙ ЗВЕЗДЫ
Г.С.Аджян, С.Г.Аджян 139
- ПОВЕРХНОСТНАЯ ВАКУУМНАЯ ЭНЕРГИЯ И НАТЯЖЕНИЯ НА БРАНЕ В AdS-ПРОСТРАНСТВЕ С ПРИЛОЖЕНИЕМ К МОДЕЛИ БРАН-МИРОВ
А.А.Саарян 151