

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 51

МАЙ, 2008

ВЫПУСК 2

О ПРИРОДЕ «D» ГАЛАКТИК

Г.А.Арутюнян 173

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ЯРКИХ КРАСНЫХ ГАЛАКТИК ОТ МЕСТНОГО ОКРУЖЕНИЯ ПО ДАННЫМ SDSS6

Хин-Фа Денг, Джи-Жу Хе, И-Кинг Чен, Хиао-Хиа Киан,

Ченг-Хонг Луо 189

ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙ

М.Г.Абрамян 201

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. V. ДВЕ НОВЫЕ КОМЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ В ПЕРСЕЕ

Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян, Е.Г.Никогосян, Дж.Балли 219

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НН 448

Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетыан 229

СТРАТИФИКАЦИЯ ФОСФОРА В АТМОСФЕРЕ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНОЙ В-ЗВЕЗДЫ HR 1512

Л.С.Любимков, Д.Б.Поклад, Т.М.Рачковская 239

ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ИЗ ОБЗОРА FVS. НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ

К.С.Гигоян, Д.Энгельс, Н.Маурон, В.В.Амбарян,

К.Росси, Р.Гуаланди 255

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոցյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բինոնվատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

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

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия),
В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция),
А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),
Е.Терзян (США), А.М.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 предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ"-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 քննազավառների գծով: Հանդեսը մախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարճր կուրսերի ուսանողների համար:

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2008

О ПРИРОДЕ cD ГАЛАКТИК

Г.А. АРУТЮНЯН

Поступила 6 августа 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

В работе рассматриваются некоторые физические характеристики cD галактик в контексте их формирования вследствие амбардуньяновских событий. cD галактики рассматриваются в качестве генераторов тех скоплений, в которых они находятся. С целью аргументации этой концепции обсуждается явление сегрегации скоплений по морфологическим классам, а также известное соотношение Фэйбер-Джексона. Показывается, что предлагаемая концепция достаточно естественно объясняет наблюдаемые особенности cD галактик и соответствующих скоплений.

Ключевые слова: *галактики: скопления: cD галактики*

1. *Введение.* Центральные галактики скоплений галактик привлекают внимание по своим физическим характеристикам, а среди них выделяются так называемые cD галактики. Термин "cD галактика" ввели в использование Мэтиюз, Морган и Шмидт [1] для обозначения подкласса гигантских эллиптических галактик, окруженных протяженным гало. Их морфологические особенности впервые детально определены в работе Моргана и Леш [2], где они характеризуются следующими отличительными чертами: (1) они находятся исключительно в богатых, регулярных скоплениях, и являются ярчайшим или вторым по яркости объектом; (2) в скоплениях они занимают центральное положение; (3) они никогда не бывают сильно сжатыми (см., также [3-5]) и (4) они обладают ярким эллиптическим ядром, которое погружено в аморфную оболочку (гало), причем ядро может быть двойным или кратным (сравни с [6,7]).

Тот факт, что существование центральной галактики и ее тип четко коррелируют с типом скопления, был учтен Бауцом и Морганом [8] при классификации скоплений галактик, которые под классом I обозначили скопления, содержащие cD галактику. Как известно, скопления данного класса являются наиболее регулярными, показывающими явную концентрацию к центру и обладающими явным перевесом относительного количества галактик ранних типов. Оемлером [3] была обнаружена отчетливая корреляция между светимостями гало галактики L_h и скопления L_c . Последняя корреляция подтверждена фактом, что ярчайшие галактики бедных скоплений, полностью лишены гало [9,10].

cD галактики отличаются от других эллиптических галактик также и

кинематическими характеристиками. В качестве таковой, как известно, обычно используется дисперсия скоростей, которая максимальна в центре наблюдаемого диска и связана со светимостью галактики соотношением Фэйбер-Джексона [11]. Однако в некоторых сD галактиках (и только в галактиках данного типа) дисперсия скоростей, падая с удалением от центра, доходит до некоторого минимального значения и снова начинает расти (см., например, [12,13]). Более того, известно и многократно проверено также, что для рассматриваемых сверхгигантских галактик соотношение Фэйбер-Джексона задается другим параметром крутизны, чем для обычных эллиптических галактик [14-17].

Отличие характеристик от остальных членов семейства эллиптических галактик стало основой для создания специальных сценариев, описывающих формирование сD галактик [18-20]. Как предложенные механизмы, так и их дальнейшее развитие основываются на главной парадигме об иерархическом росте размеров и масс этих галактик вследствие слияния сравнительно маломассивных объектов (*каннибализм*).

Тем не менее, существует ряд наблюдательных данных, которые позволяют подойти к проблеме их формирования и эволюции с другой точки зрения, которая утверждает, что сама сD галактика рождает и обогащает скопление, в том числе и ту повышенную локальную плотность, в центре которого она находится. В основе этого подхода лежит космогоническая концепция Амбарцумяна, утверждающая, что любая активность, связанная с образованием новых объектов, является *внутренним свойством самих объектов, а источник энергии, выделяемой вследствие активных явлений, не может находиться вне объекта*. В рамках данной парадигмы центральные галактики в скоплениях рассматриваются в качестве материнских объектов, которые посредством многократного извержения сгустков дозвездного вещества большой массы, формируют догалактические объекты, тем самым подпитывая скопление новыми галактиками, которые, в свою очередь, аналогичным образом формируют семейство объектов более низких иерархических классов [21].

2. *Амбарцумяновские события*. Идея о возможности выброса новой галактики из ядра другой галактики впервые была высказана Амбарцумяном [22,23]. Такой процесс предполагает выброс некоторого количества дозвездного плотного вещества, из которого, в свою очередь, в результате распада и выброса вещества "меньших порций" формируются объекты следующего иерархического уровня - звезды, звездные скопления, туманности. С точки зрения математики это явление может быть классифицировано как некая разновидность ветвящихся процессов, когда одним объектом (массивная галактика - *объект третьего иерархического уровня*) выбрасываются другие объекты как *своего* иерархического

класса (дочерние галактики сравнительно более малых масс - *объекты своего уровня*), так и *низших* иерархических классов (*объекты второго уровня* - звезды и *первого уровня* - газ). Исходя из физических соображений, можно предположить, что, если такое явление возможно в принципе, то оно должно быть более вероятным у массивных объектов.

Достаточно изящное теоретическое исследование в этой области впервые было выполнено на заре становления концепции об активности ядер галактик Караченцевым и Теребижем [24], что, к сожалению, не нашло продолжения. Правда, в упомянутой работе считается, что каждая галактика просто делится на две новые, *а продукты деления наделены абсолютно такими же свойствами, что и материнский объект*. Несмотря на некоторую идеализированность рассмотренной задачи (что, впрочем, понятно для первой попытки), такой подход, на наш взгляд, был оправдан и мог бы иметь достаточно плодотворное продолжение.

С другой стороны, явление выбросов по своей природе может считаться пуассоновским процессом с некоторой средней частотой, которая, в общем случае, может быть функцией времени или возраста данной галактики, а также ее массы, вращательного момента и других физических характеристик. В качестве активных источников формирования новых галактик, которые как целостные физические образования сохранились до нашей космологической эпохи и продолжают формировать новые галактики, нами рассматриваются cD галактики. Согласно этому сценарию формирование скопления галактик начинается от единичного объекта достаточно большой массы. Основным источником энергии распада и выбросов считается *однородное и изотропное расширение, вследствие чего объект со временем становится все более нестабильным* [21].

Очевидно также, что объекты, обладающие большим вращательным моментом при одинаковой массе, больше подвержены распаду. В пользу такой физической картины косвенно свидетельствует ряд наблюдательных фактов. Во-первых, нет ни одной cD галактики, которая обладала бы значительной скоростью вращения. Во-вторых, cD галактики наблюдаются лишь в регулярных скоплениях, в которых относительное количество галактик поздних типов самое низкое, что может быть объяснено малым значением вращательного момента первоначального объекта - генератора скопления. В-третьих, отсутствие в центре иррегулярных скоплений галактик cD типа также согласуется с предлагаемой картиной - если генератором скопления была протогалактика с большим вращательным моментом, то с большей вероятностью а) ее дочерние объекты в среднем также должны были иметь большой вращательный момент (галактики поздних типов) и б) она исчерпала бы свои ресурсы,

не оставив после себя галактику очень большой массы.

Таким образом, в качестве разрушающего механизма при формировании космических объектов могут быть рассмотрены, по крайней мере, две силы. Первая из них - хорошо известная центробежная сила, имеющая существенное значение в эволюционном процессе объектов со значительным вращательным моментом для данной массы. А вторая сила более универсальна, действует изотропно, и ею обусловлено также и ускоряющееся расширение Вселенной - наиболее явное проявление данной силы, которая, помимо всего, усиливается с расстоянием. Она часто называется темной энергией или квинтэссенцией, и, по мнению большинства исследователей, действует лишь на больших масштабах. Но если данная сила действует на всех масштабах, то понятно, что при постоянном увеличении внутренней энергии целостность объекта может быть сохранена лишь в том случае, если он будет постоянно освобождаться от некоторой части этой энергии. В качестве такого механизма может служить, например, выброс сгустков материи.

Существенным аргументом в пользу того, что именно сD галактики формируют скопление галактик вокруг себя, а не наоборот, служат также физические характеристики гало этих галактик. То, что светимость "основного тела" сD галактики не зависит от класса богатства скопления, а светимости ее гало и скопления коррелируют между собой, достаточно естественным образом объясняется в рамках предлагаемой здесь концепции [21].

Таким образом, в качестве постоянного источника нарастания внутренней энергии объектов и систем нами предлагается хаббловское расширение, имеющее место во всех масштабах, доступных для наблюдений и измерений [25] (см. также [21]). При таком однородном расширении хаббловский закон, очевидно, может быть представлен в следующем виде:

$$\frac{dr}{dt} = Hr, \quad (1)$$

и показывает скорость увеличения расстояния r между двумя точками. Постоянная Хаббла, которая является *единственным динамическим параметром, характеризующим Вселенную как целую*, имеет размерность T^{-1} и по современным измерениям дается величиной

$$H \approx 2.5 \times 10^{-18} \text{ с}^{-1}.$$

В рамках этих представлений она показывает приращение единицы длины за одну секунду. Вторая производная расстояния r , как было показано в [21], имеет положительный знак и, поэтому, расстояние между любыми двумя точками увеличивается с ускорением.

Далее, пусть рассматривается простейшая расширяющаяся система

N материальных точек, каждая из которых характеризуется массой m и расстоянием от центра масс r_i в данный момент времени. Система, расширяющаяся согласно закону (1), очевидно, со временем увеличит свою полную энергию. Если в момент времени $t_0 = 0$ рассматриваемые модельные частицы характеризуются системой радиус-векторов $\{r_i\}$, то через время t (вообще говоря, при условии $Ht \ll 1$) полная энергия системы увеличится на величину

$$\Delta E = mH^4 t^2 \sum_{i=1}^N r_i^2 + Gm^2 Ht \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{1}{r_{ij}} > 0, \quad (2)$$

где $r_{ij} = \|\bar{r}_i - \bar{r}_j\|$ - линейное расстояние между каждыми двумя частицами.

Строго говоря, при получении соотношения (2) следовало бы учитывать кинематические особенности данной системы. Тем не менее, тот факт, что все известные нам силы притяжения между материальными частицами уменьшаются с увеличением расстояния между ними, а сила, обусловленная "темной энергией", наоборот, возрастает при этом, показывает, что устойчивость и, следовательно, вероятность оставаться цельными для объектов и их систем всех иерархических классов снижается.

Действительно, согласно закону Хаббла, расстояние r за промежуток времени Δt получает приращение

$$\Delta r = rH \Delta t, \quad (3)$$

вследствие чего гравитационная сила F_g , например, между двумя материальными точками уменьшается на величину

$$\Delta F_g = -2 F_g H \Delta t. \quad (4)$$

С другой стороны, если из (1) вычислить ускорение (см. [21]), то получим, что разрушающая "антигравитационная" сила F_H возрастает на величину

$$\Delta F_H = F_H H \Delta t. \quad (5)$$

Поэтому, можно сделать вывод, что *ускоряющееся расширение за промежуток времени Δt изменяет баланс сил в пользу разрушающего механизма*. Этот вывод оправдан для всех масштабов, в которых действует хаббловское расширение. Если придерживаться этой концепции, нетрудно видеть, что для каждого объекта или каждой системы объектов такая направленная работа приводит к критическому пределу, когда цельное существование становится энергетически невыгодным. Тогда, по всей видимости, *должен произойти либо распад данной физической системы, либо некоторая часть энергии, накопленная благодаря совместной работе указанных сил, должна быть выброшена*.

Форма выброса энергии зависит от масштаба рассматриваемых объектов, но в любом случае носителями лишней энергии могут быть как дочерние объекты меньших масс данного иерархического класса (в ядерных

процессах, например, альфа-частицы и новые ядра, образованные в результате деления), так и *объекты более низких классов* (гамма излучение, бета-распад). В рамках данной концепции аргументируется также, что в макро и мегамирах мы наблюдаем аналоги тех разнообразных явлений, которые считаются свойственными лишь микромиру. Если действительно такой процесс сопутствует эволюции галактик и, в частности, галактик типа cD, то было бы разумнее искать как прямые, так и косвенные признаки, которые сохранили "почерк" подобных явлений.

3. *Распределение галактик и их кинематика в скоплении Virgo.*

Хорошо известен факт, что спиральные и иррегулярные галактики в скоплениях тяготеют к перифериям скоплений, тогда как эллиптические и линзообразные показывают концентрацию к центру [26]. Такая сегрегация по морфологическим типам, которая хорошо видна в скоплениях любого типа, представляется как результат влияния окружающей среды на формирование морфологического типа. Наблюдательные факты в данном случае налицо - чем плотнее окружение, тем больше вероятность того, что галактики в данном объеме будут принадлежать к ранним типам. Данная закономерность продолжается при переходе в общее поле, где морфологический состав напоминает самые далекие периферии скоплений с более чем 60 процентами галактик поздних типов.

Таким образом, есть две очевидные корреляции - *переход от ранних типов галактик к более поздним типам происходит как по мере уменьшения плотности галактик, так и с увеличением расстояния от центральных частей скоплений или локальных максимумов плотности.* Постановка проблемы кажется достаточно прозрачной - *может ли быть найдена истинная и общая первопричина этих наблюдаемых корреляций?*

Известно также, что в скоплениях дисперсия скоростей для спиральных и иррегулярных галактик больше по сравнению с эллиптическими и линзообразными [27]. Это хорошо видно из данных, приведенных в табл.1, в качестве иллюстрации составленной для галактик скопления в Деве. В столбцах таблицы приведены: 1) кольцо с центром, совпадающим с M87, 2) количество галактик в кольце, 3) средние скорости и 4) их дисперсии, 5) средние звездные величины и 6) их дисперсии, 7) интервал звездных величин и 8) количество галактик в данном интервале, 9) средние скорости и 10) их дисперсии, 11) среднее расстояние галактик от центра и 12) дисперсии расстояний. С этой целью использован каталог, опубликованный Бингели, Сэндиджем и Тамманом [28], а анализ проведен для подвыборок, отобранных как по геометрическому принципу (концентрические кольца вокруг галактики M87 шириной в 1 градус - столбцы (1)-(6)), так и по светимости (столбцы (7)-(12)).

Несмотря на то, что статистика не очень большая, можно заметить

следующие слабые тенденции: а) средняя скорость эллиптических галактик слегка, но монотонно уменьшается при удалении от центральной галактики до 4-х градусов, затем достаточно резко возрастает; б) до такого же расстояния средняя скорость линзообразных галактик монотонно и значительно растет, после чего убывает; в) спиральные галактики не показывают какую-либо ощутимую тенденцию; г) подгруппа иррегулярных галактик, которые являются как самыми слабыми, так и наиболее малочисленными, повторяет поведение первой подгруппы. Картина еще более запутана, если учитываются дисперсии скоростей - в двух выборках, а именно, у эллиптических (коэффициент корреляции -0.79) и спиральных (-0.74) галактик наблюдается заметное уменьшение дисперсии на больших расстояниях от центральной галактики. У линзообразных и иррегулярных галактик эту тенденцию очень трудно заметить (соответственно, -0.48 и -0.44). В среднем дисперсия скоростей больше для поздних типов галактик, но средняя скорость эллиптических и линзообразных галактик (речь идет о лучевой скорости, измеренной в системе наблюдателя) больше по сравнению со спиральными, но меньше средней скорости иррегулярных галактик.

Мы вычислили средние значения скоростей рассмотренных выше четырех типов, разделив их на две группы - показывающих скорости меньше (галактики с меньшими скоростями - ГМС) и больше (галактики с большими скоростями - ГБС) скорости M87. В результате получаем (646; 1712) для эллиптических, (792; 1628) для линзовидных, (616; 1951) для спиральных и (605; 1924) для иррегулярных галактик.

Следует отметить, однако, что сравнительно небольшое значение 646 км/с (которое мало отличается от аналогичных величин, полученных для галактик поздних типов), приведенное для эллиптических ГМС, существенно занижено из-за наличия группы карликовых галактик, средняя скорость которых намного ниже по сравнению со средней скоростью более ярких галактик. Достаточно сказать, что соответствующие скорости для эллиптических галактик слабее 15^m составляют пару (341; 1598), а для галактик с $m > 16^m$ - (198; 1956). Когда галактики с $m > 15^m$ исключаются из данной подгруппы, рассматриваемые нами средние скорости гораздо ближе к скорости центральной галактики, и почти совпадают с аналогичными величинами, вычисленными для линзообразных галактик (762; 1648).

Таким образом, минимальная и максимальная средние скорости (в системе M87) принадлежат спиральным и иррегулярным галактикам, которые, с другой стороны, показывают наибольшие средние расстояния от центральной галактики (соответственно 3.6 и 4.0 градусов, против 2.5 и 3.3 в случае эллиптических и линзообразных галактик). Другими

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЛАКТИК СКОПЛЕНИЯ В ДЕВЕ

А. Эллиптические галактики

Δr	$N(\Delta r)$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{m}	$\sigma(m)$	Δm	$N_{\Delta m}$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{r}	$\sigma(r)$
0-1	22	1188.	723.	14.7	1.6	9-12	7	1182.	546.	2.7	1.9
1-2	27	1038.	920.	14.6	1.7	12-14	15	1164.	537.	2.6	1.8
2-3	15	985.	527.	14.5	1.2	14-15	43	1213.	584.	2.7	1.5
3-4	17	932.	619.	14.6	0.9	15-16	28	1027.	717.	2.5	2.1
4-5	15	1140.	321.	14.4	1.7	>16	11	538.	942.	1.5	1.0
>5	8	1328.	435.	14.0	1.6						
Все	104	1082.	677.	14.5	1.5		104	1082.	677.	2.5	1.7

Б. Линзообразные галактики

Δr	$N(\Delta r)$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{m}	$\sigma(m)$	Δm	$N_{\Delta m}$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{r}	$\sigma(r)$
0-1	3	729.	511.	13.5	0.2	9-12	16	925.	475.	3.1	1.9
1-2	18	909.	538.	13.0	1.7	12-13	15	1343.	432.	3.6	1.2
2-3	9	1022.	637.	12.9	1.0	13-14	13	1095.	512.	2.5	1.5
3-4	16	1376.	558.	13.4	1.5	14-15	25	1100.	619.	3.5	1.4
4-5	15	1187.	387.	13.6	1.3	>15	3	927.	340.	4.2	2.1
>5	11	1094.	466.	13.0	1.7						
Все	72	1105.	532.	13.2	1.4		72	1105.	532.	3.3	1.5

В. Спиральные галактики

Δr	$N(\Delta r)$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{m}	$\sigma(m)$	Δm	$N_{\Delta m}$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{r}	$\sigma(r)$
0-1	6	1053.	768.	12.8	1.3	10-12	22	1126.	913.	3.5	1.6
1-2	21	823.	939.	13.4	1.7	12-13	34	1047.	653.	3.1	1.5
2-3	20	1043.	747.	13.3	1.6	13-14	36	904.	709.	3.7	1.7
3-4	34	984.	732.	12.9	1.3	14-15	32	1002.	708.	4.2	1.6
4-5	31	1088.	736.	13.6	1.4	>15	12	917.	626.	3.3	2.0
>5	24	1006.	560.	13.6	1.1						
Все	136	1000.	735.	13.3	1.4		136	1000.	736.	3.6	1.7

Г. Иррегулярные галактики

Δr	$N(\Delta r)$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{m}	$\sigma(m)$	Δm	$N_{\Delta m}$	\bar{v}	$\sigma(v)$	\bar{r}	$\sigma(r)$
0-2	6	1244.	1039.	15.8	1.2	10-12	0	-	-	-	-
2-3	12	1212.	746.	16.2	1.2	13-14	0	-	-	-	-
3-4	13	936.	732.	16.1	1.3	14-15	0	-	-	-	-
4-5	13	1088.	793.	15.8	1.2	>15	59	1187.	784.	4.0	1.7
>5	15	1305.	843.	16.2	1.1						
Все	59	1187.	784.	16.0	1.1		59	1187.	784.	4.0	1.7

словами, именно *периферийные галактики обладают наибольшей средней скоростью* (-642; 693 и -653; 666, соответственно) *относительно центральной галактики*. Наименьшую же разность показывают линзообразные (-466; 370) и эллиптические (-425; 448) галактики.

4. *Наличие радиальных скоростей*. Тот факт, что средние скорости по отношению к центральной галактике явным образом отличаются друг от друга для спиральных и иррегулярных галактик (высокоскоростные галактики - ВСГ), с одной стороны, и для эллиптических (с исключением слабых галактик) и линзообразных галактик (низкоскоростные галактики - НСГ), с другой, - дает очень веский повод для более подробного изучения этого эффекта. С этой целью мы определили и сравнили средние значения скоростей для ГМС и ГБС в тех же кольцах, для которых приведены данные в табл.1. Соответствующие данные, приведенные в табл.2, определены после исключения галактик слабее 15-й величины. Это не касается иррегулярных галактик, так как все объекты этой подвыборки очень слабы и все без исключения попадают под это условие. Первый столбец в табл.2 показывает номер кольца, для каждого типа галактик приведены средние значения скоростей ГМС (\bar{v}_{min}) и ГБС (\bar{v}_{max}), в скобках обозначены количества галактик в данном кольце, в последней строке приведен коэффициент корреляции между первым и данным столбцом.

Полученные в предыдущем разделе корреляции могут быть интерпретированы следующим образом: *чем дальше находятся галактики от центральной галактики (спиральные и иррегулярные), тем больше их средняя скорость по отношению к центральной галактике*. Очевидно, что если бы скорости были радиальными, то их среднее значение на больших расстояниях от центра стремилось бы к среднему значению скоростей по всему скоплению. Если данное среднее значение, с другой стороны, совпадает со скоростью центральной галактики, то относительные скорости \bar{v}_{min} и \bar{v}_{max} , показывающие средние значения скоростей ГМС и ГБС, должны стремиться к нулю. В случае не чисто радиальных скоростей радиальная составляющая скорости проявит себя, показывая некоторую корреляцию с расстоянием от центра. Как показывают приведенные данные, скорости ГМС для всех подвыборок показывают положительную корреляцию с коэффициентом больше 0.5. Более того, для спиральных галактик этот коэффициент достаточно высок и доходит до значения 0.89, что свидетельствует о наличии реальной корреляции.

Ситуация гораздо сложнее в случае ГБС. Эллиптические и иррегулярные галактики показывают некоторую отрицательную корреляцию, хотя коэффициент корреляции в обоих случаях меньше 0.5 по абсолютной величине. Более того, "высокоскоростные" спиральные галактики не

показывают никакой корреляции, а линзообразные этой группы вообще показывают положительную корреляцию, что кажется странным. Формальная причина такого результата ясна - средняя скорость спиральных и линзообразных ГБС в самом центре очень небольшая, а с увеличением расстояния от центра она практически не меняется.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ГМС И ГБС

Δr	Эллиптические		Линзообразные		Спиральные		Иррегулярные	
	$\bar{v}_{min}(\bar{n})$	$\bar{v}_{max}(n)$	$\bar{v}_{min}(\bar{n})$	$\bar{v}_{max}(n)$	$\bar{v}_{min}(\bar{n})$	$\bar{v}_{max}(n)$	$\bar{v}_{min}(\bar{n})$	$\bar{v}_{max}(n)$
1	-447 (6)	510 (6)	-529 (3)	-	-841 (3)	430 (3)	-	-
2	-403 (5)	542 (8)	-618 (11)	167 (7)	-924 (12)	786 (6)	-886 (3)	858 (11)
3	-505 (7)	285 (4)	-556 (6)	404 (3)	-728 (8)	556 (8)	-525 (8)	912 (4)
4	-685 (10)	627 (3)	-365 (7)	494 (9)	-664 (23)	557 (10)	-834 (8)	497 (5)
5	-195 (6)	184 (4)	-286 (10)	357 (5)	-653 (17)	594 (11)	-532 (6)	442 (7)
6	-69 (3)	465 (3)	-467 (6)	387 (4)	-472 (19)	583 (5)	-602 (8)	798 (7)
η	0.56	-0.31	0.64	0.52	0.89	0.05	0.52	-0.45

Так или иначе "низкоскоростные" галактики проявляют довольно ощутимые признаки наличия радиальной компоненты в скоростях, а у "высокоскоростных" нет такой четкой картины. Причем картина портится в основном из-за галактик центральных областей, которых очень мало. Наиболее простым образом эта картина может быть объяснена наличием некоторой селекции, обусловленной, например, поглощением, которое в центральных областях скопления должно быть больше по сравнению с периферией. Тогда естественно предположить, что поглощению больше подвержены те галактики, которые, находясь в скоплении, расположены "позади" М87. Отсюда следует, что сказанное может считаться справедливым лишь тогда, если ГБС-ами являются именно те галактики, которые находятся "позади" М87 и удаляются от нее.

Такая интерпретация наблюдаемой картины хорошо согласуется также и с результатами исследования наиболее слабых галактик нашей выборки. Как следует из данных табл.1, самые слабые эллиптические галактики с $m > 16^m$ показывают наименьшую среднюю скорость по лучу зрения и наибольшую дисперсию скоростей. Причем в нашей выборке эти галактики больше остальных сконцентрированы вокруг М87 - их среднее расстояние составляет всего 1.5 градуса, т.е. они находятся в той области, где поглощение должно быть наибольшим.

Исследование кинематики галактик слабее 15-й величины показывает, что описанная картина характерна также и для них. В центральном круте проецированы 10 таких галактик, пять из которых со средней скоростью -874 км/с составляют ГМС, а средняя скорость остальных

составляет 491 км/с. В следующем кольце с четырнадцатью объектами соответствующие подгруппы по отношению к М87 показывают средние скорости -1351 км/с и 428 км/с. В остальных кольцах мало галактик - в каждом из них меньше пяти слабых эллипсоидов, и нет такой четкой картины. Тем не менее, полная подвыборка, состоящая из 39 объектов слабее 15-й величины, показывает меньшую, по сравнению с более яркими эллиптическими галактиками, среднюю скорость (889 км/с против 1198 км/с). Средние скорости ГМС и ГБС слабых и более ярких галактик по отношению к М87 составляют -917 км/с против -496 км/с и 340 км/с против 390 км/с. Таким образом, *факт увеличения абсолютного значения средней скорости ГМС при переходе от ярких к слабым галактикам* очевиден. Также очевидно, что для этих двух подвыборок средние скорости ГБС не очень сильно отличаются.

Для данного факта можно найти достаточно естественное объяснение, если вновь обратиться к гипотезе о выбросе этих галактик из центральной галактики. С этой целью достаточно предположить, что *некоторая часть этих карликовых галактик, которые выброшены в обратную по отношению к нам сторону и поэтому обладающие большими скоростями, не учтена вследствие ослабления их блеска в поглощающей среде*. Тогда, несомненно, искусственно увеличен статистический вес галактик выброшенных в пространство между наблюдателем и галактикой М87. А это могло бы сильно уменьшить среднюю скорость всей подсистемы карликовых галактик.

Кроме того, здесь добавляется и другой эффект, а именно, по всей видимости, среди слабых объектов должны находиться также те галактики третьего поколения, которые были выброшены не центральной галактикой М87, а дочерними объектами последней. Достаточно массивная галактика, выброшенная из ядра М87, может обладать активностью формирования объектов не только своего собственного или "внутреннего" населения, но и дочерних галактик следующего поколения. Средняя скорость семейства этих галактик должна быть, по всей вероятности, равной скорости их материнской галактики. А если материнская галактика имеет отрицательную по отношению к М87 скорость, то ГМС данного семейства будут обладать средней скоростью, которая намного меньше средней скорости ГМС "материнского поколения". Понятно, что появление указанного класса галактик увеличит также и общую дисперсию скоростей галактик.

Обратимся еще раз к факту, что скорость галактик в среднем тем больше по отношению к М87, чем дальше от центральной галактики они находятся. Рассмотрим возможные варианты интерпретации - а) чем дальше, тем быстрее галактика удаляется; б) чем дальше, тем быстрее

она приближается; в) галактики двигаются по эллиптическим орбитам, причем на больших расстояниях они двигаются быстрее, чем на малых расстояниях. Первый вариант наиболее простой, и он легко объясняется на основе амбарцумяновских событий. Те протогалактики, которые при выбросе получили больше импульса, больше отделились от материнского объекта. Этот вариант согласуется с выводом, что ГБС, с большей вероятностью, находятся "позади" центральной галактики М87. Второй вариант наиболее парадоксальный, так как нет разумного механизма для объяснения факта уменьшения кинетической энергии падающего в потенциальную яму объекта.

Очевидно, что для отдельной галактики очень трудно придумать методы, которые позволяли бы найти зависимость величины дисперсии скоростей от галактоцентрического расстояния, так как по лучу зрения интегрируется вклад всех звезд. Определяемая на практике дисперсия, измеряемая на различных расстояниях от центра галактики, по существу, не имеет ничего общего с определенной таким образом дисперсией.

В случае скоплений галактик сегрегация по морфологическим классам позволяет прийти к выводу, что как радиальная дисперсия, так и скорости по отношению к центральной галактике в перифериях больше по сравнению с центральными областями. Имеют ли эти величины максимум на каком-то расстоянии от центра или же растут до конца, вряд ли можно определить на основе имеющихся данных. Тем не менее, следует считать, что на основе фактического материала, использованного в настоящей работе, установлено, что кинетическая энергия (по крайней мере, рассчитанная на единичную массу) галактик в перифериях скопления больше, чем в центральных областях. Тогда очень сомнительным представляется само существование эллиптических орбит этих галактик, и наиболее вероятной кажется первая интерпретация, которая была сформулирована следующим образом: *чем дальше от центральной галактики, тем быстрее, в среднем, от нее удаляются члены рассматриваемого нами скопления.* Такая картина, с другой стороны, напоминает физическую картину расширения Вселенной, что косвенно свидетельствует об общности механизмов формирования наблюдаемой Вселенной и скоплений галактик. Правда, во втором случае скорости гораздо больше хаббловских скоростей, что может быть объяснено тем, что выброшенные вследствие амбарцумяновских событий галактики в действительности пока еще не дошли до хаббловской асимптотики.

5. *Соотношение Фэйбер-Джексона.* На наш взгляд с механизмом выбросов связан и может свидетельствовать в пользу этого механизма также и другой эффект. Известно, что в эллиптических галактиках наблюдается достаточно уверенно установленная корреляция между

светимостью L галактики и величиной дисперсии скоростей σ в галактике, являющейся по сути дела единственной динамической характеристикой для эллиптических галактик [11]:

$$L \propto \sigma^\alpha, \quad (6)$$

где α некоторый параметр, который для обычных эллиптических галактик примерно равен 4. Это соотношение связывает излучательную способность галактики с ее "динамической активностью".

Детальные исследования показывают, что соотношение Фэйбер-Джексона достаточно ощутимым образом отличается для ярчайших галактик скоплений [16,17]. Отличие заключается в том, что резко увеличивается крутизна зависимости, т.е. параметр α оказывается значительно больше по сравнению с обычными эллиптическими галактиками. Это означает, что при переходе к наиболее ярким эллиптическим галактикам дисперсия скоростей растет медленнее, чем светимость.

Такой же результат получен на основе исследования 625 ярчайших галактик групп и скоплений из данных SDSS [29]. Авторы этой работы показывают, что $\alpha = 5.32 \pm 0.37$ для cD галактик. Этот вопрос исследован в [29] более детально, где определена также зависимость значения параметра α от светимости галактик. Оказалось, что для обычных эллиптических галактик этот параметр растет от 3 до 4.5, когда их светимость увеличивается от -21 до -23. Для ярчайших галактик типа cD параметр α может считаться практически постоянным для всех рассмотренных светимостей и равным 5.5.

Другой результат, который, правда, имеет сравнительно более низкий статистический вес, заключается в том, что параметр α для ярчайших галактик скоплений тем больше, чем массивнее скопление, в котором они находятся [29].

Таким образом, можно прийти к заключению, что а) для обычных эллиптических галактик параметр α растет с увеличением светимости; б) с точки зрения выполнения соотношения Фэйбер-Джексона cD галактики отличаются от остальных эллиптических галактик; в) в случае cD галактик величина дисперсии скоростей галактики оказывается меньше для данной светимости, что и приводит к увеличению параметра α ; г) для cD галактик величина параметра α зависит от массы скопления и увеличивается с ней.

Если формирование звезд и галактик происходит в результате амбарцумяновских событий, то можно сделать достаточно четкие выводы о формировании дисперсии скоростей как галактик, так и звезд: *дисперсия в обоих случаях может быть рассмотрена как следствие серий выбросов материи и ее фрагментации*. То есть, соотношение Фэйбер-Джексона при таком подходе получает несколько более прозрачный физический смысл,

закрывающийся в следующем. Обе величины, а именно, светимость и дисперсия скоростей галактики, в конечном счете, определяются одним механизмом звездообразования, который и формирует население данной галактики, а поэтому, *чем интенсивнее было звездообразование, в смысле темпа и скорости выброса материи, тем больше светимость галактики.*

Однако, если центральная сD галактика является материнским объектом для всех галактик скопления, в котором она находится, становится ясным, что в качестве показателя ее истинной "динамической активности" должна быть рассмотрена *дисперсия скоростей галактик в скоплении.* Тогда вообще не имеет смысла рассматривать центральную сD галактику отдельно от скопления. Другими словами, с точки зрения кинематических особенностей сD галактика и ее скопление должны быть рассмотрены как одно целое. То, что дисперсия скоростей скопления больше по сравнению с дисперсией скоростей центральной сD галактики, известный факт. А это уже означает, что при таком подходе для параметра α получится другое значение, которое меньше известных на сей день величин. В пользу этого вывода, а тем самым и общей концепции, предлагаемой здесь, говорит и приведенная выше слабая корреляция между параметром α для ярчайших галактик скоплений и массой скопления - чем массивнее скопление, тем больше параметр α . Так как масса скопления оценивается с помощью правила вириала, то большая масса связана с большей дисперсией скоростей. Заключение, которое напрашивается на основе данной корреляции может быть сформулировано следующим образом: чем активнее были выброшены галактики, тем больше центральная галактика класса сD потеряла в собственной дисперсии скоростей и тем круче должна быть зависимость (6).

6. Заключение. Рассмотренный здесь сценарий образования скоплений галактик посредством амбарцумяновских событий кажется самосогласованным и естественным. По крайней мере, на качественном уровне он достаточно уверенно объясняет наблюдательные факты и выявленные корреляции. Основной трудностью амбарцумяновской концепции, согласно современной физике, остается принципиальная невозможность существования устойчивых конфигураций сверхплотной материи очень больших масс, потенциально способных выбросить сгустки материи галактической массы. Есть ли пути преодоления этих трудностей, мы пока не знаем. Но одно ясно, что такие пути могут быть связаны лишь с кардинальным изменением или обобщением наших представлений. Поэтому мы, следуя Амбарцумяну, подчеркиваем исключительную важность установленных наблюдательных корреляций и закономерностей, которые являются единственным проявлением настоящих физических механизмов.

Обратим внимание на очень важные корреляции, которые были известны и ранее. Это, в первую очередь, касается четко выраженных различий в местонахождении и кинематике галактик ранних и поздних типов. Спиральные галактики, обладающие наибольшим вращательным моментом, находятся на периферии и имеют наибольшие скорости по отношению к центральной галактике. Другими словами эти же корреляции могут быть сформулированы следующим образом: *чем дальше находится галактика от центра скопления, тем больше ее спин и тем быстрее она удаляется от центра*. Отмеченная закономерность четко прослеживается также и для галактик поля, большая часть которых являются спиральными с большим собственным вращательным моментом. С точки зрения сценария, основанного на концепции амбарцумяновских событий, указанная корреляция может означать, что *механизм, который ответственен за выброс протогалактик, неразрывно связан также с механизмом (или отвечает за механизм) формирования их вращательного момента*.

Тогда с очевидностью вырисовывается вывод о том, что вращательный момент также присущ веществу, как и его масса с самого начала его образования. Любой сгусток протоматерии, выброшенный из ядра материнской галактики, по-видимому, *"запрограммирован" на определенную массу и определенное количество вращательного момента, которое может быть распределено между спином и орбитальным моментом* вновь сформированного объекта. Этот вопрос более детально будет рассмотрен автором в одной из следующих работ.

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

ON THE NATURE OF cD GALAXIES

H.A.HARUTYUNIAN

Some physical features of cD galaxies are considered in the context of their creation due to Ambartsumian events. The cD galaxies are suggested to be the generators of clusters in which they are located. The effect of segregation by morphological types of galaxies and the famous Faber-Jackson relation are discussed for arguing in favor of the concept put forward in the paper. The observational properties of cD galaxies and their corresponding clusters are shown to fit the suggested concept rather naturally.

Key words: *galaxies: clusters: cD galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

1. *T.A. Matthews, W.W. Morgan, M. Schmidt*, *Astrophys. J.*, **140**, 35, 1964.
2. *W.W. Morgan, J.R. Lesh*, *Astrophys. J.*, **142**, 1364, 1965.
3. *A. Oemler*, *Astrophys. J.*, **209**, 693, 1976.
4. *R.A. White*, *Astrophys. J.*, **226**, 591, 1978.
5. *T.C. Bears, M.J. Geller*, *Astrophys. J.*, **274**, 491, 1983.
6. *J.G. Hoessel, D.P. Schneider*, *Astron. J.*, **90**, 1648, 1985.
7. *J.L. Tonry*, *Astron. J.*, **90**, 2431, 1985.
8. *L.P. Bautz, W.W. Morgan*, *Astrophys. J. Lett.*, **162**, L149, 1970.
9. *W.W. Morgan, S. Kayser, R.A. White*, *Astrophys. J.*, **199**, 545, 1975.
10. *C.E. Albert, W.W. Morgan, R.A. White*, *Astrophys. J.*, **211**, 309, 1977.
11. *S.M. Faber, R.E. Jackson*, *Astrophys. J.*, **204**, 668, 1976.
12. *A. Dressler*, *Astrophys. J.*, **231**, 659, 1979.
13. *D. Carter, G. Efsthathiou, R.S. Ellis, I. Inglis, J.G. Godwin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **195**, 15, 1981.
14. *G. Efsthathiou, R.S. Ellis, D. Carter*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **193**, 931, 1980.
15. *E.M. Malmuth, R.P. Kirshner*, *Astrophys. J.*, **251**, 508, 1981,
16. *W.R. Oegerle, J.G. Hoessel*, *Astrophys. J.*, **375**, 15, 1991.
17. *T.R. Lauer, S.M. Faber, D. Richstone*, (submitted to *Astrophys. J.*), astro-ph/0606739, 2006.
18. *J.P. Ostriker, S.D. Tremaine*, *Astrophys. J. Lett.*, **202**, L113, 1975.
19. *S.D.M. White*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **174**, 19, 1976.
20. *D. Merritt*, *Astrophys. J.*, **289**, 18, 1985.
21. *Г.А. Арутюнян*, *Астрофизика*, **46**, 103, 2003.
22. *V.A. Ambartsumian*, *La Structure et l'Evolution de 'Univers*, Editions Stoops, Bruxelles, 241, 1958.
23. *V.A. Ambartsumian*, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London-NY-Sydney, 1, 1964.
24. *И.Д. Караченцев, В.Ю. Теребиж*, *Сообщения БАО*, **40**, 99, 1969.
25. *Г.А. Арутюнян*, *Астрофизика*, **38**, 667, 1995.
26. *A. Dressler*, *Astrophys. J.*, **236**, 351, 1980.
27. *L. Sodre, H.V. Capelato, J.E. Steiner, A. Mazure*, *Astron. J.*, **97**, 1279, 1989.
28. *B. Binggeli, A. Sandage, G.A. Tammann*, *Astron. J.*, **90**, 1681, 1985.
29. *A. von der Linden, P.N. Best, G. Kauffmann, S.D.M. White*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **379**, 867, 2007 (astro-ph/0611196).

THE LOCAL ENVIRONMENTAL DEPENDENCE OF
PROPERTIES OF LUMINOUS RED GALAXIES (LRGs)
FROM THE SDSS DATA RELEASE 6 (SDSS6)

XIN-FA DENG, JI-ZHOU HE, YI-QING CHEN, XIAO-XIA QIAN,
CHENG-HONG LUO

Received 23 November 2007

Accepted 13 February 2008

Using the Luminous Red Galaxy (LRG) sample of the SDSS Data Release 6, we investigate the dependence of LRG properties on the local environment. For each LRG, the local three-dimensional density within the distance to the 5th nearest galaxy is calculated. It turns out that there is no strong local environmental dependence of LRG morphologies, and that other galaxy properties do not present significant dependence on the local environment. We further calculate the local three-dimensional galaxy density within the distance to the 10th nearest galaxy, and find that results are similar to those for local density within the distance to the 5th nearest galaxy.

Key words: *galaxies: distances and redshifts - galaxies: statistics*

1. *Introduction.* Numerous studies showed that galaxy properties seem to correlate (significantly) with environment, for example, galaxies in dense environments (i.e., clusters or groups) have a higher proportion of early type morphologies [1-4] and low SFRs [5-7]. Many authors have investigated the correlations between environment and galaxy properties, such as ones between environment and morphology [8-17], ones between environment and star formation rate [18-24] and ones between environment and colour [17,23,25-29]. In order to explain these correlations, various physical mechanisms have been proposed, including rampressure stripping [30-33]; galaxy harassment [34-35]; cluster tidal forces [36-38] and interaction/merging of galaxies [39-42].

In order to study the morphology-density relation and morphology-cluster-centric-radius relation, Goto et al. [13] measured local galaxy density using the following way. For each galaxy they calculated the projected distance to the 5th nearest galaxy within $\pm 1000 \text{ km s}^{-1}$ in redshift space in a volume limited sample ($0.05 < z < 0.1$, $M_r < -20.5$) of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) data. The local galaxy density was defined as the number of galaxies ($N=5$) within the distance to the circular surface area with the radius of the distance to the 5th nearest galaxy. It was found that the morphology-density and morphology-cluster-centric-radius relation as fractions of early-type galaxies increase and as those of late-type galaxies decrease toward increasing local galaxy density.

If redshift is taken as a pure distance measure, the above local galaxy density is actually the quasi-three-dimensional density. In this paper, we modify the method of Goto et al. [13] and measure the local three-dimensional galaxy density in the following way. For each galaxy we calculate the three-dimensional distance to the 5th nearest galaxy. The local three-dimensional galaxy density is defined as the number of galaxies ($N=5$) within this distance to the the volume of the sphere with the radius of the distance to the 5th nearest galaxy. Using the local three-dimensional galaxy density, Deng et al. [43] investigated the dependence of galaxy properties on local environment in a volume-limited sample of Main Galaxies [44] from the SDSS Data Release 5 [45]. It was found that galaxy morphologies strongly depend on local environment, but colors have only weak dependence on environment.

The Luminous Red Galaxies (LRGs) are among the most luminous galaxies in the Universe and are located in the redshift region different from that of the MAIN galaxy sample. This makes LRGs an astrophysically interesting sample. In this paper, we will make a comprehensive investigation of the correlations between environment and various LRG properties. Our paper is organized as follows. In section 2 we describe the data to be used. The correlations between LRG properties and local density are discussed in section 3. Our main results and conclusions are summarized in section 4.

2. *Data.* The SDSS observes galaxies in five photometric bands (u , g , r , i , z) centered at (3540, 4770, 6230, 7630, 9130 Å). York et al. [46] provided the technical summary of the SDSS. The imaging camera was described by Gunn et al. [47], while the photometric system and the photometric calibration of the SDSS imaging data were separately outlined by Fukugita et al. [48], Hogg et al. [49] and Smith et al. [50]. Pier et al. [51] described the methods and algorithms involved in the astrometric calibration of the survey and presented a detailed analysis of the accuracy achieved. Many of the survey properties were discussed in detail in the Early Data Release paper [52]. In our work, the data was downloaded from the Catalog Archive Server of SDSS Data Release 6 [53] by the SDSS SQL Search (<http://www.sdss.org/dr6/>).

The Luminous Red Galaxy (LRG) algorithm [54] selects galaxies to $r_{\text{petro}} < 19^m.5$ that are likely to be luminous early-types, based on the observed colors. These LRGs are intrinsically red and at higher redshift. Eisenstein et al. [54] strongly advised the researcher that LRGs should be selected at $z > 0.15$ and showed that the LRG sample appears to have approximately constant passively evolved selection, physical size and comoving number density out to $z \approx 0.4$. From this, the LRG sample can be called a approximately volume-limited one. Thus, we extract all LRGs with the redshift $0.16 \leq z \leq 0.4$ (with SDSS flag: `Primgalaxy_Red`, redshift

confidence level: $z_{conf} > 0.95$) and construct a approximately volume-limited sample which contains 77148 LRGs.

Because the LRG sample spans a wide range of redshifts, the interpretations of the sample often require the application of K -corrections and stellar population evolution corrections ($K+e$ corrections) for comparison of photometry at different redshifts. As described in Appendix B of Eisenstein et al. [54], we use the measured redshift and the observed r_{petro}^* magnitude to construct the rest-frame, passively evolved g_{petro}^* absolute magnitude M_g^* . In this paper, we have selected the "nonstar-forming" model presented in Appendix B of Eisenstein et al. [54] and normalized to M_g^* at $z=0$.

In calculating the distance we use a cosmological model with a matter density $\Omega_0 = 0.3$, cosmological constant $\Omega_\Lambda = 0.7$, Hubble's constant $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ with $h = 0.7$.

3. *Correlations between galaxy properties and local galaxy density.* For each LRG, we calculate the three-dimensional comoving distance to the 5th nearest galaxy. The local three-dimensional galaxy density is defined as the number of galaxies ($N=5$) within this distance to the volume of the

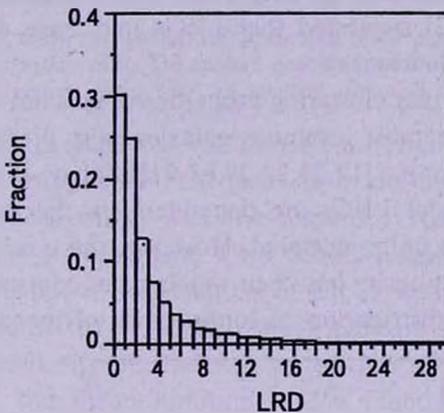


Fig.1. Distribution of the local relative density LRD (within 5th) for the approximately volume-limited LRG sample.

sphere with the radius of the distance to the 5th nearest galaxy. In this paper, we express the local galaxy density as a relative density LRD, the ratio of the local three-dimensional density to the mean galaxy density of the approximately volume-limited LRG sample. Fig.1 shows the distribution of the local relative density LRD in the approximately volume-limited LRG sample.

It is widely accepted that galaxy morphologies strongly depend on local environment: galaxies in dense environments (i.e., clusters or groups) have a higher proportion of early type morphologies [1-4], while galaxies in the lowest density regions (isolated galaxies) have a lower proportion of early-

type galaxies [55]. Deng et al. [43] also found that galaxy morphologies strongly depend on local environment. In this paper, the concentration index $c_i = R_{90}/R_{30}$ is used to separate early-type (E/S0) galaxies from late-type (Sa/b/c, Irr) galaxies [56]. As is well-known, the galaxy morphology is closely correlated with many other parameters, such as color and concentration index. These parameters can be used as the morphology classification tool [56-60]. The concentration parameter is a simple morphological parameter. Nakamura et al. [61] showed that $c_i = 2.86$ separates galaxies at S0/a with a completeness of about 0.82 for both late and early types. We calculate the fraction of early-type ($c_i \geq 2.86$) galaxies in different density bins (bin=1). Fig.2 illustrates this proportion as a function of the local relative density LRD. The dashed line marks the overall fraction of early-type galaxies of the approximately volume-limited LRG sample. As seen from this Figure, there is no strong local environmental dependence of LRG morphologies. This does not agree with the general conclusion mentioned above. Deng et al. [62] compared basic properties of member galaxies of LRG groups with those of field galaxies in different redshift bins and found that these properties of LRGs are nearly independent of environment. Deng et al. [62] suggested that LRGs may have different formation and evolution mechanisms.

Many studies showed that clustering properties of galaxies strongly depend on galaxy luminosity: the most luminous galaxies exist preferentially in the densest regions of the universe [17,25,28,29,63-71]. Zehavi et al. [72] claimed that clustering properties of LRGs are dependent on the luminosity, more luminous LRGs being yet more clustered. However, the possible dependence of LRG clustering on luminosity has been much more controversial. Deng et al. [73] investigated the distribution of luminosities of member galaxies for

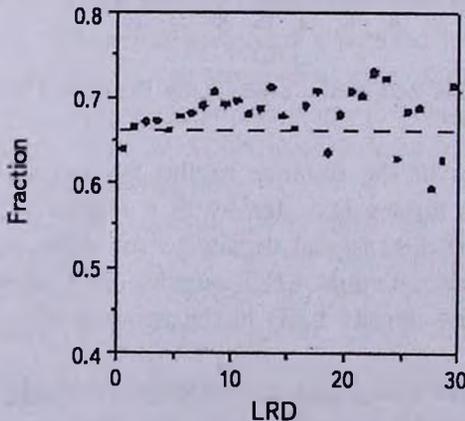


Fig.2. Fraction of early-type galaxies as a function of the local relative density LRD(within 5th). The dashed line represents the fraction of early-type LRGs for the approximately volume-limited LRG sample.

systems having different sizes, and found that the luminosity distribution of LRGs does not depend on the environments around galaxies. One reason for explaining no environmental dependence of luminosities of LRGs may be the fact that these galaxies are all located in high local density environment, due to the environmental dependence of luminosities discussed above: LRGs are a group of galaxies selected by high luminosity and red colour. Deng et al.

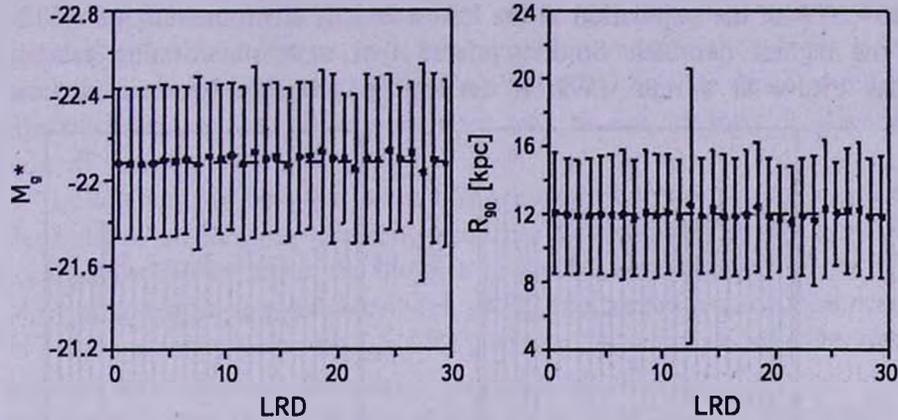


Fig.3. Mean luminosity (left panel) and Mean size (right panel) as a function of the local relative density LRD (within 5th). The dashed line represents the mean of the approximately volume-limited LRG sample. Error bars are standard deviation in each density bin.

[62] noted that the statistical difference of luminosity between member galaxies of LRG groups and field galaxies in different redshift bins is very small ($< 0.36\sigma$). This shows that the luminosity of LRGs is not strongly correlated with the environment. One possible explanation for weak environmental dependence of luminosities of LRGs is that in each redshift bin, the galaxies are restricted to relative small luminosity bin, which may result in the lack of luminosity dependence on environment. In the left panel of Fig.3 we present the mean luminosity as a function of the local relative density LRD. Error bars are standard deviation in each density bin. Furthermore, we do not observe significant correlation between LRG luminosity and the local density.

We also present the mean size as a function of the local relative density LRD in the right panel of Fig.3. The r -band R_{90} is selected as the parameter of galaxy size. As seen from this Figure, there is no significant correlation between LRG size and local density.

Some studies showed that clustering of galaxies depends on color [74-75]. Blanton et al. [71] also found that all colors are a strong function of local density. In Fig.4 we note that four optical mean colors are nearly independent of environment. This result is similar to that found by other authors [26,27,43,76]. Deng et al. [43] only observed a weak dependence of the

colors on the local density. The study of Hogg et al. [27] showed that although the most luminous galaxies reside preferentially in the highest density regions, red galaxy colors are independent of environment. Balogh et al. [26] also found that at fixed luminosity the mean color of blue galaxies or red galaxies is nearly independent of environment, but the fraction of red galaxies is a strong function of local density, increasing from $\approx 10-30\%$ of the population in the lowest density environments, to $\approx 70\%$ at the highest densities. So, they inferred that most star-forming galaxies today evolve at a rate which is determined primarily by their intrinsic

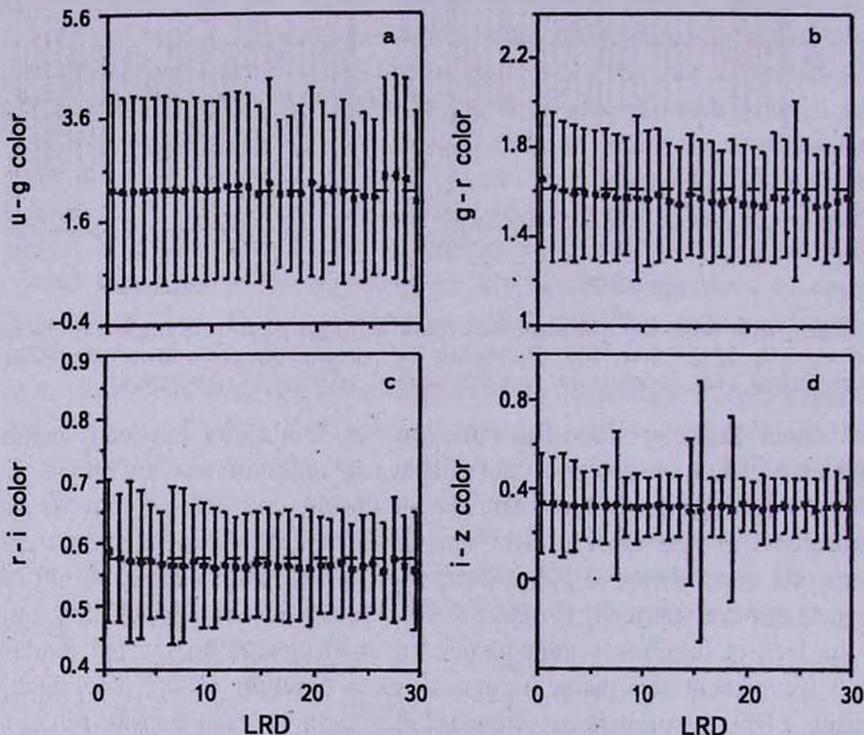


Fig.4. Mean colors as a function of the local relative density LRD (within 5th). The dashed line represents the mean colors of the approximately volume-limited LRG sample. Error bars are standard deviation in each density bin a) $u-g$ color, b) $g-r$ color, c) $r-i$ color, d) $i-z$ color.

properties, regardless of their environment, and that the transformation from late to early type must be either sufficiently rapid, or sufficiently rare, to keep the overall color distribution unchanged. In Fig.4 we also note that the standard deviation in some density bins is abnormally large. This is due to some galaxy having abnormally large colors.

Many studies showed that galaxy morphologies strongly depend on local environment: galaxies in dense environments have predominantly early type morphologies. Using a volume-limited sample of Main Galaxies, Deng

et al. [43] also confirmed this conclusion by calculating the local three-dimensional galaxy density. This suggests that in dense environments there is the existence of the transformation from late to early type. Our results show that there is no strong local environmental dependence of LRG morphologies. In this paper, the concentration index $c_i = R_{90}/R_{30}$ is used to separate early-type galaxies from late-type galaxies. When developing a selection criterion $c_i = 2.86$, Nakamura et al. [61] only used nearby bright galaxies. It has been known for a long time that concentration index is very sensitive to seeing as shown in Blanton et al. [71]. At wide range of redshift like this study, the concentration index may be not suitable for classification of galaxies.

In addition, we note that other LRG properties do not present significant dependence on local environment-especially LRG luminosity. By measuring local galaxy density within the distance to the 5th nearest galaxy, Deng et al. [43] also found no correlation between galaxy luminosities and the local density in a volume-limited sample of Main Galaxies. This is not consistent with the previous conclusions. In a nearby Main galaxy sample, local density estimator within the distance to the 5th nearest galaxy is severely biased by galaxy peculiar velocities. Thus, it is not surprising that for Main galaxy sample there is no correlation between the luminosity and the local density estimated in this way. But in the LRG sample, such a bias is decreased greatly, the weak dependence of the LRG luminosity on the local density may be a real physical effect. It agrees with results found by other Deng et al.'s methods discussed above.

For each galaxy, we also calculate the local three-dimensional galaxy

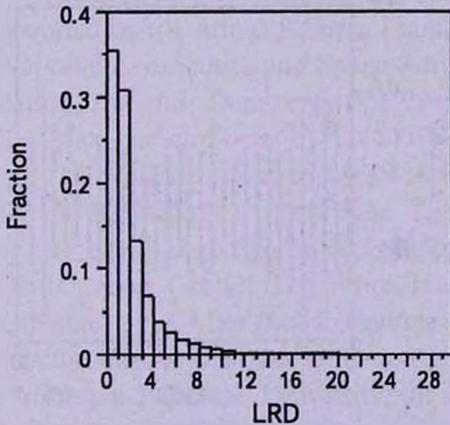


Fig.5. Distribution of the local relative density LRD(within 10th) for the approximately volume-limited LRG sample.

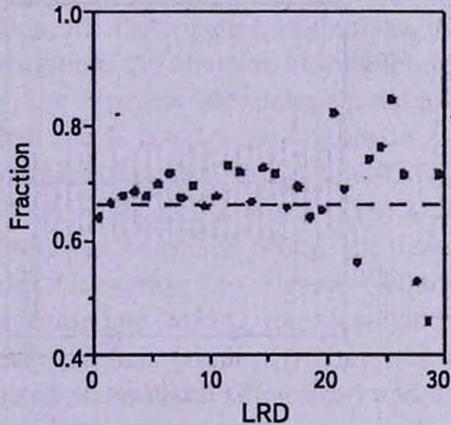


Fig.6 Fraction of early-type galaxies as a function of the local relative density LRD(within 10th). The dashed line represents the fraction of early-type LRGs for the approximately volume-limited LRG sample.

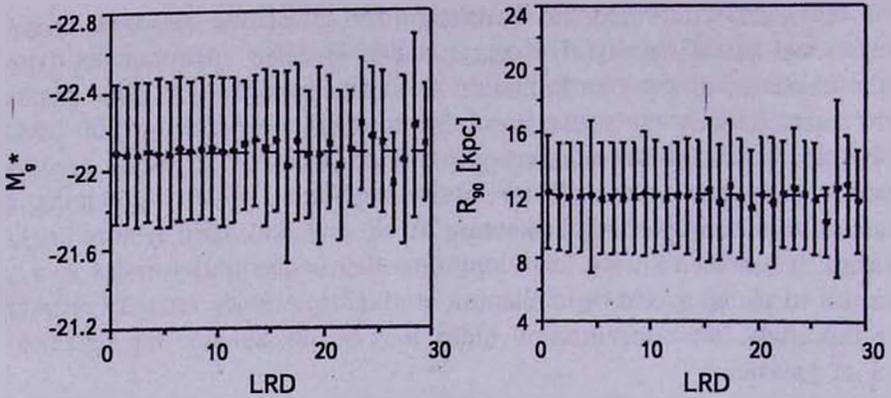


Fig.7. Mean luminosity (left panel) and Mean size (right panel) as a function of the local relative density LRD (within 10th). The dashed line represents the mean of the approximately volume-limited LRG sample. Error bars are standard deviation in each density bin.

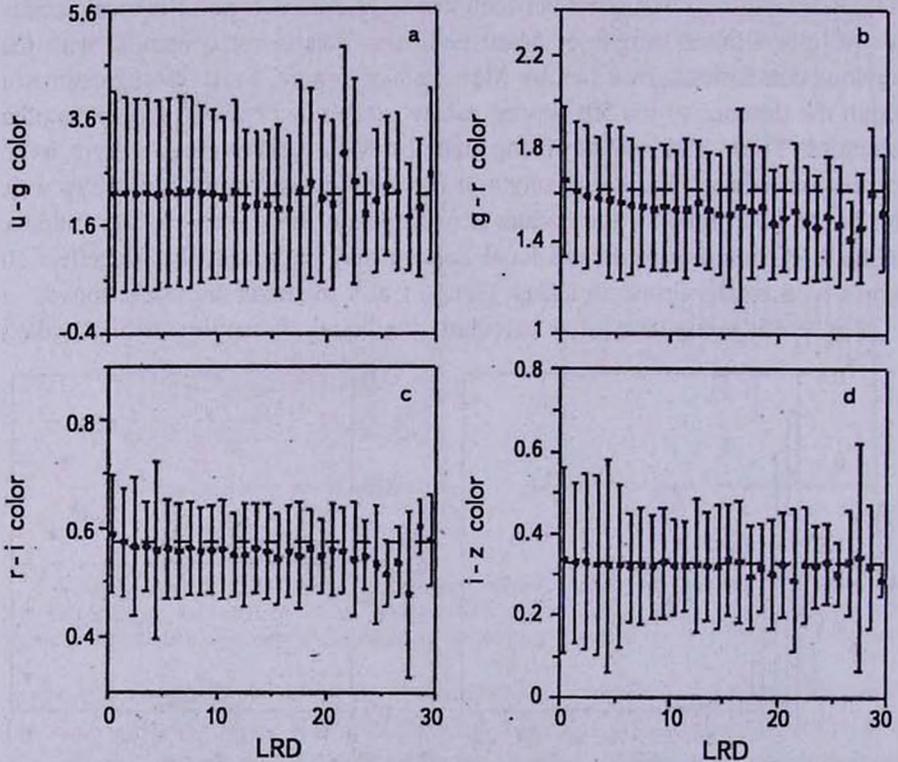


Fig.8. Mean colors as a function of the local relative density LRD (within 10th). The dashed line represents the mean colors of the approximately volume-limited LRG sample. Error bars are standard deviation in each density bin a) $u-g$ color, b) $g-r$ color, c) $r-i$ color, d) $i-z$ color.

density within the distance to the 10th nearest galaxy. Fig.5 shows the distribution of the local relative density LRD within the distance to the 10th nearest galaxy in the approximately volume-limited LRG sample. Figs.6-8

respectively show physical properties of LRGs as a function of the local relative density LRD (within 10th). As seen from these figures, these results are very similar to those for local density within the distance to the 5th nearest galaxy.

4. *Summary.* In order to investigate the dependence of LRG properties on the local environment, we calculate the local three-dimensional galaxy density within the distance to the 5th nearest galaxy for each LRG. It turns out that there is no strong local environmental dependence of LRG morphologies. This does not agree with results found from nearby galaxy samples (i.e., the Main galaxy sample). One possible explanation for this difference is that the concentration index may be not suitable for classification of galaxies at wide range of redshift like this study. Other properties of LRGs also do not present significant dependence on the local environment. As discussed above, previous studies of Deng et al. [62,73] showed that LRG luminosity does not strongly correlated with the local density. This work confirms this conclusion. We further calculate the local three-dimensional galaxy density within the distance to the 10th nearest galaxy and find that results are similar to those for the local density within the distance to the 5th nearest galaxy.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for comments and suggestions on this paper. Our study is supported by the Program for Innovative Research Team of Nanchang University and also supported by the National Natural Science Foundation of China (10765004).

Funding for the creation and distribution of the SDSS Archive has been provided by the Alfred P.Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Aeronautics and Space Administration, the National Science Foundation, the U.S. Department of Energy, the Japanese Monbukagakusho and the Max Planck Society. The SDSS Web site is <http://www.sdss.org/>.

The SDSS is managed by the Astrophysical Research Consortium (ARC) for the Participating Institutions. The Participating Institutions are The University of Chicago, Fermilab, the Institute for Advanced Study, the Japan Participation Group, The Johns Hopkins University, Los Alamos National Laboratory, the Max-Planck-Institute for Astronomy (MPIA), the Max-Planck-Institute for Astrophysics (MPA), New Mexico State University, University of Pittsburgh, Princeton University, the United States Naval Observatory and the University of Washington.

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ЯРКИХ КРАСНЫХ ГАЛАКТИК ОТ МЕСТНОГО ОКРУЖЕНИЯ ПО ДАННЫМ SDSS6

ХИН-ФА ДЕНГ, ДЖИ-ЖУ ХЕ, И-КИНГ ЧЕН,
ХИАО-ХИА КИАН, ЧЕНГ-ХОНГ ЛУО

Используя выборку Ярких Красных Галактик (ЯКГ) из SDSS6, мы исследовали зависимость характеристик ЯКГ от местного окружения. Для каждой ЯКГ вычислена местная пространственная плотность в пределах расстояния до 5-й ближайшей галактики. Оказалось, что нет сильной зависимости морфологии ЯКГ от местного окружения. Другие характеристики ЯКГ также не показывают заметной зависимости от местного окружения. Далее, мы вычислили местную пространственную плотность галактик в пределах до расстояния 10-й ближайшей галактики и получили те же самые результаты.

Ключевые слова: *галактики:расстояния и красные смещения - галактики:статистика*

REFERENCES

1. *A.Oemler, Astrophys. J., 194, 1, 1974.*
2. *A.Dressler, Astrophys. J., 236, 351, 1980.*
3. *B.C.Whitmore, D.M.Gilmore, C.Jones, Astrophys. J., 407, 489, 1993.*
4. *X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang et al., Int. J. Mod. Phys. D, 16, 885, 2007.*
5. *M.Balogh, S.L.Morris, H.K.C.Yee et al., Astrophys. J., 488, L75, 1997.*
6. *M.Balogh, S.L.Morris, H.K.C.Yee et al., Astrophys. J., 527, 54, 1999.*
7. *B.M.Poggianti, I.Smail, A.Dressler et al., Astrophys. J., 518, 576, 1999.*
8. *M.Postman, M.J.Geller, Astrophys. J., 281, 95, 1984.*
9. *A.Dressler, A.J.Oemler, W.J.Couch et al., Astrophys. J., 490, 577, 1997.*
10. *Z.Hashimoto, A.Oemler, Astrophys. J., 510, 609, 1999.*
11. *G.Fasano, B.M.Poggianti, W.J.Couch et al., Astrophys. J., 542, 673, 2000.*
12. *K.H.Tran, L.Simard, A.I.Zabludoff et al., Astrophys. J., 549, 172, 2001.*
13. *T.Goto, C.Yamauchi, Y.Fujita et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 346, 601, 2003.*
14. *S.F.Helsdon, T.J.Ponman, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 339, L29, 2003.*
15. *T.Treu, R.S.Ellis, J.Kneib et al., Astrophys. J., 591, 53, 2003.*
16. *N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze, A.T.Kalloghlian, Astrophysics, 50, 289, 2007.*
17. *C.Park, Y.Y.Choi, M.S.Vogele et al., Astrophys. J., 658, 898, 2007.*

18. *Z.Hashimoto, A.Oemler, H.Lin et al.*, *Astrophys. J.*, **499**, 589, 1998.
19. *I.Lewis, M.Balogh, R.De Propriis et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **334**, 673, 2002.
20. *P.L.Gomez, R.C.Nichol, C.J.Miller et al.*, *Astrophys. J.*, **584**, 210, 2003.
21. *M.Balogh, V.Eke, C.Miller et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **348**, 1355, 2004.
22. *G.Kauffmann, S.D.M.White, T.M.Heckman et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **353**, 713, 2004.
23. *M.Tanaka, T.Goto, S.Okamura et al.*, *Astron. J.*, **128**, 2677, 2004.
24. *B.Kelm, P.Focardi, G.Sorrentino*, *Astron. Astrophys.*, **442**, 117, 2005.
25. *D.W.Hogg, M.R.Blanton, D.J.Eisenstein et al.*, *Astrophys. J.*, **585**, L5, 2003.
26. *M.Balogh, I.K.Baldry, R.Nichol et al.*, *Astrophys. J.*, **615**, L101, 2004.
27. *D.W.Hogg, M.R.Blanton, J.Brinchmann et al.*, *Astrophys. J.*, **601**, L29, 2004.
28. *A.A.Berlind, M.R.Blanton, D.W.Hogg et al.*, *Astrophys. J.*, **629**, 625, 2005.
29. *M.R.Blanton, D.Eisenstein, D.W.Hogg et al.*, *Astrophys. J.*, **629**, 143, 2005.
30. *J.E.Gunn, J.R.I.Gott*, *Astrophys. J.*, **176**, 1, 1972.
31. *S.M.Kent*, *Astrophys. J.*, **245**, 805, 1981.
32. *Y.Fujita, M.Nagashima*, *Astrophys. J.*, **516**, 619, 1999.
33. *V.Quilis, B.Moore, R.Bower*, *Sci.*, **288**, 1617, 2000.
34. *B.Moore, N.Katz, G.Lake et al.*, *Nature*, **379**, 613, 1996.
35. *B.Moore, G.Lake, T.Quinn et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **304**, 465, 1999.
36. *G.Byrd, M.Valtonen*, *Astrophys. J.*, **350**, 89, 1990.
37. *M.Valluri*, *Astrophys. J.*, **408**, 57, 1993.
38. *O.Y.Gnedin*, *Astrophys. J.*, **582**, 141, 2003.
39. *V.Icke*, *Astron. Astrophys.*, **144**, 115, 1985.
40. *R.J.Lavery, J.P.Henry*, *Astrophys. J.*, **330**, 596, 1988.
41. *G.A.Mamon*, *Astrophys. J.*, **401**, L3, 1992.
42. *K.Bekki*, *Astrophys. J.*, **502**, L133, 1998.
43. *X.F.Deng, J.Z.He, Q.Zhang et al.*, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **7**, 639, 2007.
44. *M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton et al.*, *Astron. J.*, **124**, 1810, 2002.
45. *J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros, S.S.Allam et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **172**, 634, 2007.
46. *D.G.York, J.Adelman, J.E.Jr.Anderson et al.*, *Astron. J.*, **120**, 1579, 2000.
47. *J.E.Gunn, M.A.Carr, C.M.Rockosi et al.*, *Astron. J.*, **116**, 3040, 1998.
48. *M.Fukugita, T.Ichikawa, J.E.Gunn et al.*, *Astron. J.*, **111**, 1748, 1996.
49. *D.W.Hogg, D.P.Finkbeiner, D.J.Schlegel et al.*, *Astron. J.*, **122**, 2129, 2001.
50. *J.A.Smith, D.L.Tucker, S.M.Kent et al.*, *Astron. J.*, **123**, 2121, 2002.
51. *J.R.Pier, J.A.Munn, R.B.Hindsley et al.*, *Astron. J.*, **125**, 1559, 2003.
52. *C.Stoughton, R.H.Lupton, M.Bernardi et al.*, *Astron. J.*, **123**, 485, 2002.
53. *J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros, S.S.Allam et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, in press (arXiv:0707.3413), 2007.
54. *D.J.Eisenstein, J.Annis, J.E.Gunn et al.*, *Astron. J.*, **122**, 2267, 2001.
55. *X.F.Deng, X.S.Ma, C.H.Luo et al.*, *Publ. Astron. Soc. Austra.*, **23**, 76, 2006.

56. *K.Shimasaku, M.Fukugita, M.Doi et al.*, *Astron. J.*, **122**, 1238, 2001.
57. *C.Park, Y.Y.Choi*, *Astrophys. J.*, **635**, L29, 2005.
58. *C.Yamauchi, T.Goto*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **359**, 1557, 2005.
59. *R.G.Abraham, S. van den Bergh, P.A.Nair*, *Astrophys. J.*, **588**, 218, 2003.
60. *I.Strateva, Z.Ivezic, G.R.Knapp et al.*, *Astron. J.*, **122**, 1861, 2001.
61. *O.Nakamura, M.Fukugita, N.Yasuda et al.*, *Astron. J.*, **125**, 1682, 2003.
62. *X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang et al.*, *Acta physica polonica B*, **38**, 3303, 2007.
63. *M.Davis, A.Meiksin, M.A.Strauss et al.*, *Astrophys. J.*, **333**, L9, 1988.
64. *A.J.S.Hamilton*, *Astrophys. J.*, **331**, L59, 1988.
65. *C.Park, M.S.Vogeley, M.J.Geller et al.*, *Astrophys. J.*, **431**, 569, 1994.
66. *J.Loveday, S.J.Maddox, G.Efstathiou et al.*, *Astrophys. J.*, **442**, 457, 1995.
67. *L.Guzzo, M.A.Strauss, K.B.Fisher et al.*, *Astrophys. J.*, **489**, 37, 1997.
68. *C.Benoist, A.Cappi, L.N. da Costa et al.*, *Astrophys. J.*, **514**, 563, 1998.
69. *P.Norberg, C.M.Baugh, E.Hawkins et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **328**, 64, 2001.
70. *P.Norberg, C.M.Baugh, E.Hawkins et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **332**, 827, 2002.
71. *M.R.Blanton, D.W.Hogg, N.A.Bahcall et al.*, *Astrophys. J.*, **594**, 186, 2003.
72. *I.Zehavi, D.J.Eisenstein, R.C.Nichol et al.*, *Astrophys. J.*, **621**, 22, 2005.
73. *X.F.Deng, S.Y.Zou, J.Z.He et al.*, *Astron. Nachr.*, Accepted, 2008.
74. *M.J.I.Brown, R.L.Webster, B.J.Boyle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **317**, 782, 2000.
75. *I.Zehavi, M.R.Blanton, J.A.Frieman et al.*, *Astrophys. J.*, **571**, 172, 2002.
76. *M.Bernardi, R.K.Sheth, J.Annis et al.*, *Astron. J.*, **125**, 1882, 2003.

Посвящается 100-летию
академика В.А.Амбарцумяна

ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 19 декабря 2007

Принята к печати 13 февраля

На основе точных решений гидродинамических уравнений с обобщением вихря Рэнкина, предложен вихревой механизм генерации астрофизических струй. Показано, что возникновение вихря Рэнкина в полярном слое вращающегося гравитирующего тела вызывает продольный и сходящийся к стволу вихря потоки вещества, обеспечивающие экспоненциальный рост угловой скорости вращения ствола и перепада давления на его оси. Рост угловой скорости вращения ствола вихря и перепад давления на его оси прекращаются, когда скачок азимутальной скорости на поверхности ствола достигает скорости звука. За это время вихревым движением охватываются все более глубокие слои гравитирующего тела, а продольная скорость потока вдоль ствола вихря нарастает, вызывая струйное истечение массы из его поверхности. Полученные вихри являются практически бездиссипативными.

Ключевые слова: *гидродинамика:вихрь:струйное извержение:генерация: ускорение*

1. *Введение.* Струйные извержения - универсальное явление во Вселенной: оно охватывает большой диапазон астрофизических объектов, начиная от ядер активных галактик (ЯАГ) до молодых звездных образований малых масс (МЗО) в пределах нашей Галактики. В промежуточных масштабах между ними наблюдаются оттоки, связанные с нейтронными звездами в составе двойных систем с рентгеновским излучением, симбиотическими звездами, и галактическими массивными черными дырами (микроквазары) [1].

Сверхзвуковые оттоки меньшей коллимации наблюдаются у массивных горячих звезд, как например, ярко-синие переменные звезды, а также у звезд малых масс, как протопланетные облака [2,3]. И все это - на последних стадиях эволюции этих объектов.

Также очевидна связь струйных явлений с источниками гамма излучения (ИГИ). Они, кажется, самые мощные когерентные источники во Вселенной (мощность излучения 10^{51-53} эрг/с). Некоторые ИГИ (длинные всплески), связаны со сверхновыми звездами [4,5].

Недавние внеземные наблюдения за Солнцем показали, что солнечная корона полна струй и вспышек. Хотя полная энергия солнечных струй и вспышек намного меньше, чем в космических струях, спектры и переменность электромагнитных волн, испускаемых от солнечных струй и вспышек, схожи с таковыми из космических вспышек [6].

Большинство оттоков, несмотря на огромное различие их размеров и мощности (ЯАГ струи имеют типичные размеры $\approx 10^6$ пк, скорости ядер порядка световой скорости, массы источников $\approx 10^{6-9} M_{\odot}$, а типичные размеры МЗО струй ~ 1 пк, ядерные скорости $\sim 10^3$ с, источники - протозвезды с массами $\sim M_{\odot}$), морфологически похожи и, по-видимому, имеют общее физическое начало.

Имеются доказательства на наличие аккреционного диска вокруг центральных источников [7,8-10].

Протозвездные струи образуются в течение главной аккреционной фазы процесса звездообразования [11]. Это завершающая фаза процесса формирования звезды, которая продолжается в течение примерно 10^5 лет [12,13].

У струй от МЗО типичные спроектированные длины лежат между ~ 0.01 до нескольких парсек. Большинство из них показывает линейную цепочку ярких узлов, часто идентифицируемых как объекты Хербига-Аро (HN34 и системы HN111). Примеры гигантских потоков HN включают HN111, HN34 и HN355 с протяженностями ~ 7.7 пк, ~ 3 пк и ~ 1.55 пк, соответственно.

В некоторых случаях (например, струя HN30) нет никакого обнаруженного удара [8,14]. Другие струи, вместо цепочек узлов, показывают "покачивания" с нарастающей амплитудой из стороны в сторону (например, HN83 и струи HN110; [15]).

Температура струй от МЗО мало превосходит значение $\approx 1 - 2 \cdot 10^4$ К, и соответствующие звуковые скорости порядка ~ 10 км/с [16]. Из доплеровских сдвигов эмиссионных линий было установлено, что узлы удаляются от источников на скоростях $\sim 100-500$ км/с, струи имеют радиусы $R_j \approx 3 \cdot 10^{15}$ см и межузельные расстояния 10^{16} см $\approx 3.3 R_j$. Типичные электронные плотности, меняются от $n_j \approx 10^3$ см $^{-3}$ [3] для слабых объектов, и $n_j > 10^5$ см $^{-3}$ - для ярких [11]. В этих исследованиях была получена средняя водородная плотность порядка $10^{4.5}$ см $^{-3}$ [17]. Хотя и неуверенно, наблюдения показывают, что отношение плотностей струя/окружающая среда порядка $\eta = \rho_j/\rho_s \approx 1 - 20$ [18].

Вопросы происхождения струй и механизмы их образования не поняты до конца (см. обзор [19]). Сильная коллимация струй, с учетом частичной ионизованности извергаемого вещества, связывается с магнитным полем [20]. Магнитное поле определяет направление струи, а осевой ток может стабилизировать удлинненную форму струи на больших расстояниях от источника ([21,22]).

В настоящей работе предлагается вихревой механизм генерации, ускорения

и коллимации астрофизических струй на основе точных вихревых решений гидродинамических уравнений. Аналогичные решения в случае плоских эквипотенциальных поверхностей для описания воронки, сливающейся через круглое отверстие жидкости и образования торнадо в двухфазной земной атмосфере, были рассмотрены в [23,24] в рамках несжимаемой вязкой жидкости и обобщены с учетом сжимаемости в работе [25].

2. *Равновесное состояние источника.* Рассмотрим вращающееся протозвездное образование массы M в рамках модели несжимаемой жидкости. Известно, что равновесное состояние вращающейся гравитирующей массы определяется сфероидальными фигурами Маклорена [26].

Равновесие приосевой цилиндрической области с нижним основанием на глубине H от поверхности сфероида (рис. 1) во вращающейся с угловой скоростью Ω цилиндрической системе координат описывается уравнениями

$$\frac{\partial P^0(r, z)}{\partial r} = -\rho\Omega_0^2(1 - e^2)r, \quad \frac{\partial P^0(r, z)}{\partial z} = -\rho\Omega_0^2(R - H + z), \quad (1)$$

где [26]

$$\Omega_0^2 = 2\pi G\rho A, \quad A = \frac{2}{e^2} - \frac{2\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e, \quad (2)$$

$(R - H)$ - расстояние от центра сфероида до нижнего основания рассматриваемой области, принятое за начало координаты z , r - цилиндрическая радиальная координата.

Интегрируя уравнения (1) при условии $H \ll R$, получим равновесное давление в выбранной системе координат в виде¹:

$$P^0(r, z) \cong \frac{1}{2} \rho\Omega_0^2(2RH - (1 - e^2)r^2 - 2Rz - z^2), \quad (1a)$$

где было положено

$$\Omega^2 = \Omega_0^2 \left(\frac{1}{A} - \frac{3}{2} + e^2 \right). \quad (2a)$$

Полученные формулы описывают вращающийся с угловой скоростью Ω сфероид Маклорена с полярной полуосью R , эксцентриситетом меридианного сечения e .

Очевидно, изобарические поверхности представляют сфероиды, а уравнение изобары, пересекающая плоскость $z=0$ выбранной системы координат по кругу радиуса r_0 на глубине H от полюса облака, представится в виде:

$$z^2 + 2Rz - (1 - e^2)(r_0^2 - r^2) = 0. \quad (3)$$

Давление на этой изобаре равно

¹ Здесь и дальше, пренебрегаем H по сравнению R .

$$P^0(r_0, 0) = \frac{1}{2} \rho \Omega_0^2 A (1 - e^2) (r_s^2 - r_0^2). \quad (3a)$$

Из формулы (1a) следует, что плоскость $z=0$ пересекает внешнюю границу протозвезды на расстоянии r_s от оси вращения (рис.1):

$$r_s^2 = 2RH / (1 - e^2). \quad (1b)$$

3. Развитие нестационарного вихря. Рассмотрим нелинейную динамику вихревых возмущений протозвездного образования. Пусть в момент $t=0$ выделенная цилиндрическая область подверглась¹ вихревым возмущениям с профилем азимутальной скорости

$$v_\varphi(r) = \begin{cases} \omega_{in} r, & r \leq r_0, \\ \omega_e \frac{r_0^2}{r}, & r > r_0, \end{cases} \quad (4)$$

описывающим твердотельное вращение в области ствола $r \leq r_0$ и дифференциальное вращение - вне ствола. Выражаемая формулой (4) структура известна как вихрь Рэнкина [27] (см. также [23,28]). В записи формулы (4) мы учли, что угловая скорость вихря может меняться со временем, причем временная зависимость $\omega(t)$ в разных областях вихря может быть разной.

Представим

$$P = P^0(r, z) + p(r, z, t), \quad V_\varphi = \Omega r + v_\varphi, \quad (5)$$

где p - возмущение давления вихревым движением. С учетом (1) и (2), уравнения аксиально-симметрического течения вязкой несжимаемой среды во вращающейся с угловой скоростью Ω системе отсчета представляются в виде:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + 2\Omega v_\varphi + \nu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right), \quad (6)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + v_r \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right) = -2\Omega v_r + \nu \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right), \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (9)$$

где v_r, v_φ - радиальная, азимутальная компоненты относительной скорости v ; ν - коэффициент кинематической вязкости, ρ - однородная плотность массы протозвезды.

Заметим, что в приведенных уравнениях из-за аксиальной симметричности задачи отброшены члены, содержащие производные по азимутальной координате

¹ Скажем, в результате крутильных колебаний сфероида. Очевидно, при этом аналогичное вихревое движение появится и в противоположном полюсе с обратным угловым моментом.

φ , по z (кроме давления и v_z), а также предполагается $v_z = v_z(z, t)$.

Принимая $v_r = v_z = 0$ в момент $t=0$, из уравнений (6)-(7) получим

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v_\varphi^2}{r} + 2\rho\Omega v_\varphi, \quad \frac{\partial v_\varphi}{\partial t} = v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right). \quad (10)$$

Учитывая (1), (4) и (5), решение первого уравнения (10) представится в виде

$$p = \begin{cases} p_c + \rho \left(\omega_{in}^2 + 2\Omega\omega_{in} \right) \frac{r^2}{2}, & r \leq r_0, \\ -\rho r_0^2 \left[\frac{\omega_s^2 r_0^2}{2r^2} \left(1 - \frac{r^2}{r_s^2} \right) + 2\Omega\omega_s \ln \frac{r_s}{r} \right], & r > r_0, \end{cases} \quad (11)$$

где принято, что возмущение газокINETического давления на расстоянии $r_s \gg r_0$ от оси цилиндра обращается в нуль, p_c - перепад давления на оси вихря. Из требования непрерывности возмущения давления на поверхности ствола вихря получаем¹:

$$p_c = -\rho \frac{r_0^2}{2} \left[\omega_{in}^2 + 2\Omega\omega_{in} + \omega_s^2 + 4\Omega\omega_s \ln \frac{r_s}{r_0} \right]. \quad (12)$$

Из-за перепада давления, через нижнее основание вихря возникнет продольный поток вещества, скорость которого представим в виде [23]

$$v_z = \begin{cases} v_{z0} + \alpha z, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0, \end{cases} \quad (13)$$

где v_{z0} и α , вообще говоря, могут быть функциями времени. Параметр $1/\alpha$ имеет размерность времени и характеризует градиент скорости вдоль ствола вихря. В дальнейшем будем принимать, что $\alpha = \text{const}$.

С учетом (13) из уравнения непрерывности (9) находим

$$v_r = -\frac{\alpha}{2} \begin{cases} r, & r \leq r_0, \\ \frac{r_0^2}{r}, & r > r_0. \end{cases} \quad (14)$$

Следовательно, из-за перепада давления на оси вихря, создающего всасывающий эффект, возникает продольный поток (13), который вызывает сходящийся радиальный поток вещества (14). Последний переносит из внешних областей угловой момент и энергию в область ствола вихря.

Независимо от вида функции v_r из уравнения (7), с учетом (4), следует, что в области ствола ($r < r_0$) конвективные и кориолисовы ускорения складываются, а во внешней области ($r > r_0$) компенсируют друг друга. Учитывая выражения (4), (14) в уравнении (7), находим

$$\frac{d\omega}{dt} = \begin{cases} \alpha(\omega + \Omega), & r \leq r_0, \\ \alpha\Omega, & r > r_0, \end{cases} \quad (15)$$

¹ Здесь и в дальнейшем будем пренебрегать членом r_0^2/r_s^2 по сравнению с единицей.

т.е. из-за переноса углового момента сходящимся радиальным потоком вещества (14), угловая скорость ствола растет со временем, причем темпы изменения ω в области ствола вихря ($r \leq r_0$) и во внешней его области $r > r_0$ разные.

Принимая $\alpha = \text{const}$, уравнение (15) для зависимости угловой скорости вихря от времени дает:

$$\omega(t) = \begin{cases} (\omega_0 + \Omega)e^{\alpha t} - \Omega \equiv \omega_{in}, & r \leq r_0, \\ \omega_0 + \alpha \Omega t \equiv \omega_e, & r > r_0, \end{cases} \quad (16)$$

где ω_0 - угловая скорость ствола в начальный момент образования вихря.

Следовательно, в формулах (4), (11), (12) во внешней области вихря следует положить линейный закон изменения угловой скорости - ω_e , а в области ствола - экспоненциальный закон - ω_{in} , что и было сделано в указанных формулах.

Скорости (4), (13), (14) тождественно зануляют вязкие члены в уравнениях (6)-(8), диагональные же компоненты вязкого тензора напряжений отличны от нуля, что приводит к следующей мощности диссипации кинетической энергии на единицу длины вихря:

$$\frac{dE_k}{dt} \approx -4\pi\nu\rho r_0^2 \left\{ \frac{3}{2} \alpha^2 + \omega_e^2 + 2\Omega\omega_e \right\}. \quad (17)$$

Заметим, что быстрый рост угловой скорости имеет место лишь в области ствола $r \leq r_0$, где угловая скорость со временем нарастает экспоненциально, тогда как во внешней области $r > r_0$ угловая скорость нарастает линейно. Таким образом, на границе $r = r_0$ возникает скачок азимутальной скорости, который, одновременно с перепадом давления (12) на оси вихря, нарастает со временем экспоненциально. Рост диссипации энергии (17) происходит намного медленнее. Так что, в рассматриваемом вихревом движении диссипация остается малой, несмотря на быстрый рост угловой скорости ствола вихря.

Тангенциальный скачок азимутальной скорости на границе ствола вихря равен:

$$[v_\varphi] = V = [\omega_{in}(t) - \omega_e(t)]r_0 = r_0(\omega_0 + \Omega)(e^{\alpha t} - 1) - \Omega r_0 \alpha t, \quad (18)$$

а скачок продольной скорости определяется формулой (13):

$$[v_z] \equiv U = v_{z0} + \alpha z. \quad (18a)$$

4. Структура вихря. С учетом (13), (14) уравнения (6) и (8) представляются в виде

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho \begin{cases} \left[\frac{1}{4} \alpha^2 - \omega_{in}^2 - 2\Omega\omega_{in} \right] r, & r \leq r_0, \\ \frac{r_0^4}{r^3} \left(\frac{1}{4} \alpha^2 + \omega_e^2 \right) + 2\Omega\omega_e \frac{r_0^2}{r^2}, & r > r_0, \end{cases} \quad (19)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho \begin{cases} \alpha(v_{z0} + \alpha z) + \dot{v}_{z0}, & r \leq r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases} \quad (19a)$$

Заметим, что на поверхности ствола первые производные возмущения давления имеют разрыв. Давление же на границе ствола должно быть непрерывно.

С помощью (19) и (19a) для возмущения давления получаем:

$$p(r, z, t) = \begin{cases} p_c - \frac{\rho}{2} \left[\frac{1}{4} \alpha^2 - \omega_{in}^2 - 2\Omega\omega_{in} \right] r^2 - \rho \left[(\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0}) z + \alpha^2 \frac{z^2}{2} \right] + C, & r \leq r_0, \\ -\frac{\rho}{2} \left[\left(\frac{r_0^2}{r^2} - \frac{r_0^2}{r_s^2} \right) \left(\frac{1}{4} \alpha^2 + \omega_e^2 \right) + 4\Omega\omega_e \ln \frac{r_s}{r} \right] r^2, & r > r_0, \end{cases} \quad (20)$$

где $C(t)$ определяется из требования непрерывности изобарической поверхности на границе ствола $r = r_0$. Учитывая (5), (1a), (20) для полного давления в области $r > r_0$ находим:

$$\frac{P_e}{\rho} = \frac{\Omega_0^2}{2} (1 - e^2) (r_s^2 - r^2) - \frac{r_0^2}{2} \left[\left(\frac{r_0^2}{r^2} - \frac{r_0^2}{r_s^2} \right) \left(\frac{1}{4} \alpha^2 + \omega_e^2 \right) + 4\Omega\omega_e \ln \frac{r_s}{r} \right] - \frac{\Omega_0^2}{2} (2Rz + z^2), \quad (21)$$

а в области ствола вихря $r \leq r_0$

$$\begin{aligned} \frac{P_{in}}{\rho} = & \frac{\Omega_0^2}{2} (1 - e^2) (r_s^2 - r^2) - (\omega_{in}^2 + 2\Omega\omega_{in}) \frac{(r_0^2 - r^2)}{2} - \left(\omega_e^2 + 4\Omega\omega_e \ln \frac{r_s}{r} \right) \frac{r_0^2}{2} - \\ & - \frac{\alpha^2 r^2}{8} - (\Omega_0^2 R + \dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0}) z - (\Omega_0^2 + \alpha^2) \frac{z^2}{2} + \frac{C}{\rho}. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь $(1/2)\rho\Omega_0^2 A(1 - e^2)(r_s^2 - r^2) = P^0(r, 0)$ - равновесное давление протозвезды на уровне нижнего основания вихря $z = 0$. Из формулы (20) видно, что на расстоянии r_s вихревое движение исчезает. Вообще говоря, вихревое движение исчезает на границе облака, т.е. r_s - это радиус пересечения плоскости $z = 0$ с поверхностью сфероида (1b).

Из формулы (21), (22) можно получить уравнение изобарической поверхности, соответствующей данному значению $P = P^0(r, 0)$ первоначально сфероидальной поверхности (3). Принимая в качестве r_s значение (1b), получаем изобарическую поверхность, на которой давление равно нулю (в действительности - давлению окружающей среды P_e). В области ствола $r \leq r_0$ она выразится уравнением:

$$\begin{aligned} z^2(r, t) + 2 \left(R + \frac{\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} - \alpha^2 R}{\Omega_0^2 + \alpha^2} \right) z(r, t) - \frac{\omega_{in}^2 + 2\Omega\omega_{in} - (1/4)\alpha^2}{\Omega_0^2 + \alpha^2} r^2 - \\ - \frac{\Omega_0^2 (1 - e^2)}{\Omega_0^2 + \alpha^2} (r_s^2 - r^2) + \frac{\omega_{in}^2 + 2\Omega\omega_{in} + \omega_e^2 + 4\Omega\omega_e \ln r_s/r_0}{\Omega_0^2 + \alpha^2} r_0^2 - \frac{2C(t)}{\rho(\Omega_0^2 + \alpha^2)} = 0, \end{aligned} \quad (23)$$

где неизвестная функция $C(t)$ определяется из условия непрерывности изобары на поверхности ствола вихря, а во внешней области $r > r_0$ данная

изобарическая поверхность описывается уравнением

$$z^2 + 2Rz - (1 - e^2)(r_s^2 - r^2) + \frac{\omega_e^2 + \alpha^2/4}{\Omega_0^2} \left(\frac{r_0^4}{r^2} - \frac{r_0^4}{r_s^2} \right) + \frac{4\Omega\omega_e}{\Omega_0^2} r_0^2 \ln \frac{r_s}{r} = 0. \quad (24)$$

Считая размеры вихря малыми размеров протозвезды, и требуя непрерывность изобарической поверхности на границе ствола вихря $r=r_0$, из (23) и (24) получим неизвестную функцию $C(t)$:

$$\begin{aligned} -\frac{2C(t)}{\rho(\Omega_0^2 + \alpha^2)} &\equiv \frac{\Omega_0^2(1 - e^2)r_s^2 - 4\Omega\omega_e r_0^2 \ln r_s/r_0}{\Omega_0^2 + \alpha^2} + \\ &+ \frac{r_0^2(\alpha^2/4 + \omega_e^2 + 4\Omega\omega_e \ln r_s/r_0) - \Omega_0^2(1 - e^2)(r_s^2 - r_0^2) \dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R}{R\Omega_0^2} \frac{1}{\Omega_0^2 + \alpha^2}, \end{aligned} \quad (22a)$$

с учетом которой из (23) получим окончательный вид уравнения изобары в области ствола $r \leq r_0$ вихря:

$$\begin{aligned} z_{in}(r, t) &\equiv \frac{\omega_{in}^2 + 2\Omega\omega_{in} - \alpha^2/4 - \Omega_0^2(1 - e^2)(r_0^2 - r^2)}{2(\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R)} (r_0^2 - r^2) + \\ &+ \frac{1 - e^2}{2R} (r_s^2 - r^2) - \frac{\omega_e^2 + \alpha^2/4 + 4\Omega\omega_e \ln r_s/r_0}{2R\Omega_0^2} r_0^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Продолжение изобары во внешней области вихря опишется решением уравнения (24):

$$z_e(r, t) \equiv \frac{1 - e^2}{2R} (r_s^2 - r^2) - \frac{\omega_e^2 + \alpha^2/4}{2R\Omega_0^2} r_0^4 \frac{r_s^2 - r^2}{r_s^2 r^2} - \frac{2\Omega\omega_e}{R\Omega_0^2} r_0^2 \ln \frac{r_s}{r}. \quad (26)$$

При получении формул (25) и (26) мы разложили в ряд квадратные корни в решениях уравнений (23), (24), считая $\omega_{in}^2 r_0^2 \approx c_s^2 \ll \Omega_0^2 R^2$, где c_s - скорость звука (см. дальше).

Из выражений (23) и (24) видно, что задача допускает частное решение

$$\dot{v}_{z0} - \alpha(v_{z0} - \alpha R) = 0, \quad (27)$$

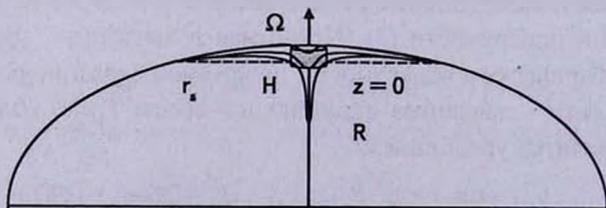


Рис. 1. Примерный ход развития изобарической воронки в области вихревого движения через равные промежутки времени (масштабы не соблюдены)

которое с учетом начального условия $v_{z0}(0) = 0$, приводит к зависимости $v_{z0}(t)$ в виде:

$$v_{z0}(t) = \alpha R(1 - e^{-\alpha t}). \quad (28)$$

Из (25) и (26) видно, что положение пересечения изобары с поверхностью ствола вихря $r=r_0$ со временем перемещается в сторону отрицательных значений z за счет линейной зависимости $\omega_e(t)$:

$$z_e(r_0, t) = z_{in}(r_0, t) \approx H - \frac{r_0^2}{2R\Omega_0^2} \left(\frac{1}{4}\alpha^2 + \omega_e^2(t) + 4\Omega\omega_e(t) \ln \frac{r_s}{r_0} \right). \quad (29)$$

Изобара, описываемая формулами (25) и (26) представляет углубляющуюся со временем воронку. Причем широкая часть воронки (28), соответствующая внешней области вихря, развивается медленно, за счет линейной зависимости $\omega_e(t)$. В области же ствола вихря изобарная воронка (25) развивается намного быстрее, перемещаясь в глубь протозвезды по экспоненциальному закону (рис.1). Дно воронки расположено на оси вихря $r=0$ и закон изменения его положения со временем выражается формулой:

$$z_{in}(0, t) = - \frac{\omega_{in}^2(t) + 2\Omega\omega_{in}(t) - \alpha^2/4 - \Omega_0^2(1-e^2)}{2(\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R)} r_0^2 + z(r_0, t), \quad (30)$$

где скобка в знаменателе принимает значения: $\alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R$ при $v_{z0} = \text{const}$, и $(\alpha^2 + \Omega_0^2)R$ - в случае частного решения (27).

В начальной стадии развития степенной неустойчивости $t \ll 1/2\alpha$, считая $r_0 \ll R$, координата дна воронки меняется со временем линейно:

$$z(0, t) \sim - \left(\frac{(\Omega + \omega_0)^2 R}{\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R} + \frac{\Omega\omega_0 + 2\Omega^2 \ln r_s/r_0}{\Omega_0^2} \right) \frac{r_0^2}{R} \alpha t, \quad (31)$$

а в моменты времени $t > 1/2\alpha$ углубление воронки происходит экспоненциально:

$$z(0, t) \sim - \frac{(\Omega + \omega_0)^2 e^{2\alpha t}}{\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R} \frac{r_0^2}{2}. \quad (32)$$

На рис.1 приведена иллюстрация примерного хода развития изобарической поверхности протозвезды с давлением внешней среды в области вихревого движения в разные моменты с одинаковым интервалом времени.

5. Неустойчивость тангенциального разрыва скорости на границе ствола и насыщение вихря. Как известно [29], поверхности с тангенциальным скачком скорости неустойчивы к поверхностным возмущениям. Рассмотрим двухмерное течение несжимаемой среды с разрывами скорости (18), (18а) в плоскости XZ (участок поверхности ствола с осью Z, параллельной оси струи).

Будем исследовать локальную неустойчивость тангенциального разрыва скорости, т.е. считать размеры участка изучаемой поверхности много меньше соответствующих размеров ствола, а также периоды и

инкремент роста возмущений много меньше характерного времени роста угловой скорости вихря.

В выбранной системе координат малые возмущения поверхности разрыва во вращающейся с облаком системе отсчета опишутся уравнениями

$$\frac{\partial v}{\partial t} + V \frac{\partial v}{\partial x} + U \frac{\partial v}{\partial z} = -\nabla \frac{P}{\rho} + 2[\mathbf{v}\Omega] + v\Delta v, \quad \Delta v = 0. \quad (33)$$

Применяя к обеим сторонам первого уравнения оператор ∇ , в силу второго уравнения получим, что возмущенное давление удовлетворяет уравнению Лапласа: $\Delta P/\rho = 0$. Поэтому представим

$$P/\rho \sim e^{-k|y|} \exp\{i(k_x x + k_z z - \sigma t)\}. \quad (34)$$

где k - волновое число, σ - частота возмущений, ось Y направлена по нормали к поверхности разрыва в сторону ствола вихря.

Пусть $\zeta(x, z, t)$ - смещение частиц плоскости разрыва по оси Y . Тогда

$$v_y = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + V \frac{\partial \zeta}{\partial x} + U \frac{\partial \zeta}{\partial z} = -i(\sigma - k\omega)\zeta, \quad (35)$$

где предполагалось $\zeta \sim \exp\{i(k_x x + k_z z - \sigma t)\}$, а k, ω - волновой вектор и двумерный разрыв скорости в плоскости XZ . С аналогичным предположением для v_x , из первого уравнения (33) получаем:

$$\begin{aligned} i(\sigma - k\omega + i\nu k^2)v_x + 2\Omega v_y &= ik_x P/\rho, \\ i(\sigma - k\omega + i\nu k^2)v_y - 2\Omega v_x &= -(k P/\rho) \operatorname{sgn} y, \end{aligned} \quad (36)$$

откуда, исключая v_x и учитывая (35), получим:

$$\frac{P}{\rho} = \frac{(\sigma - k\omega + i\nu k^2)^2 - 4\Omega^2}{2\Omega k_x - k(\sigma - k\omega + i\nu k^2) \operatorname{sgn} y} (\sigma - k\omega)\zeta. \quad (37)$$

Учитывая также, что в области ствола вихря $\operatorname{sgn} y = 1$, $\omega > 0$, а во внешней области $\operatorname{sgn} y = -1$, $\omega = 0$, и требуя непрерывность давления на плоскости разрыва, получим дисперсионное уравнение возмущений поверхности тангенциального разрыва скорости в виде

$$\frac{(\sigma - k\omega + i\nu k^2)^2 - 4\Omega^2}{2\Omega k_x - k(\sigma - k\omega + i\nu k^2)} (\sigma - k\omega) = \frac{(\sigma + i\nu k^2)^2 - 4\Omega^2}{2\Omega k_x + k(\sigma + i\nu k^2)} \sigma. \quad (38)$$

Отдельно рассмотрим неустойчивость в двух предельных случаях - коротковолновых и длинноволновых возмущений.

Коротковолновые - это возмущения с длиной волны намного меньше радиуса ствола ($k\sigma_0 \gg 1$), и характерны возмущениям, распространяющимся по азимуту (x -возмущения). Принимая для простоты $k_z = 0$, из (44) получим¹:

¹ Вместо k_x будем использовать обозначение k .

$$(\sigma - kV)(\sigma - kV + 2\Omega) + \sigma(\sigma - 2\Omega) + i\nu k^2(2\sigma - kV) = 0. \quad (38a)$$

Решение этого дисперсионного уравнения имеет вид:

$$\sigma_0(k) = \operatorname{Re} \sigma = kV/2, \quad \gamma(k) = \operatorname{Im} \sigma = \left[(k^2 V^2 + \nu^2 k^4 - 4\Omega kV)^{1/2} - \nu k^2 \right] / 2. \quad (39)$$

Прежде всего, заметим, что подкоренное выражение в (39) становится положительным для возмущений с волновыми числами

$$k > k_{cr} = \sqrt[3]{\frac{2\Omega V}{\nu^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{V^4}{108\Omega^2 \nu^4}} \right)}, \quad (40)$$

а нарастающими оказываются возмущения с еще большими значениями волнового числа. Вращение стабилизирует длинноволновые возмущения границы ствола - следовательно, неустойчивыми оказываются коротковолновые возмущения, которые и лежат в рамках принятого нами приближения локальной неустойчивости. Из формулы (39) для инкремента возмущений следует, что максимальное значение получается при $k \rightarrow \infty$,

$$\gamma_m = V^2/4\nu \quad (41)$$

С учетом (16) и (41), для временной зависимости амплитуды поверхностных возмущений (35) в плоскости $y=0$, в начальной стадии развития неустойчивости, в течение временного интервала $t \ll 1/\alpha$, для вихря как с показательным законом развития неустойчивости, получаем:

$$\zeta(t) \approx \zeta_0 e^{\gamma_m t} - \zeta_0 \exp\left\{ \frac{\omega_0^2 r_0^2 \alpha^2}{2\nu} t^3 \right\}, \quad (42)$$

т.е. в начальной стадии развития неустойчивости максимальный рост амплитуды со временем происходит по закону $\zeta(t) \sim \zeta_0 \exp(t^3)$.

В невязкой жидкости ($\nu = 0$) возмущения поверхности с тангенциальным разрывом скорости в начальной стадии развиваются по закону:

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp\left\{ \frac{1}{2} \omega_0 r_0 \alpha k t^2 \right\}. \quad (43)$$

Известно, что максимальный инкремент возмущений слоя достигается в области длин волн порядка его толщины l : $k_m \approx 1/l$. В случае поверхностных волн это есть слой с толщиной $l \approx 2\zeta(t)$: $k_m \approx 1/2\zeta(t)$. Учитывая это в (43), получаем

$$\ln \frac{\zeta(t)}{\zeta_0} \approx \frac{\alpha \omega_0 r_0 t^2}{2\zeta(t)}, \quad (44)$$

откуда следует, что $\zeta(t)$ меняется со временем приблизительно по закону $t^2/\ln t$.

Следовательно, на поверхности ствола вихря образуется переходной турбулентный слой толщины $2\zeta(t)$, с эффективным коэффициентом

турбулентной вязкости, который в начальной стадии развития неустойчивости можно оценить формулой

$$v^*(t) = \zeta^2(t) \gamma(t) \approx \frac{1}{2} \alpha v_0 |\zeta(t)| t. \quad (45)$$

Коэффициент турбулентной вязкости растет со временем очень быстро ($\sim t^3$), и может достичь больших значений ($v^* \gg v$). Это приводит к интенсивной нелинейной диссипации нарастающих турбулентных возмущений в рассматриваемом слое и к переходу в состояние насыщения.

Насыщение турбулентных возмущений происходит, когда рост кинетической энергии поверхностных волн за единицу времени $\gamma v^2/2$, в результате неустойчивости тангенциального разрыва скорости, становится по порядку величины равным мощности диссипации турбулентной энергии в единице объема $\rho v^3/l$ [29]. В приведенных оценочных формулах $v \sim d|\zeta(t)|/dt$ - есть скорость турбулентных пульсаций, $l \sim |\zeta(t)|$ - их характерный масштаб, и $\gamma \sim \pi V/|\zeta|$ - максимальный инкремент неустойчивости. Из вышесказанного следует, что скорость турбулентных пульсаций практически совпадает с тангенциальным скачком скорости: $v(t) \approx V(t)$.

С другой стороны, угловое ускорение вращения ствола вихря прекратится, когда скачок тангенциальной скорости $V(t)$ достигнет значений, близких скорости звука c_s . Характерное время t_s этого процесса определяется формулой (18) (см. уравнение (53)).

Таким образом, $V_m \approx c_s$ и $\gamma_m \approx \pi c_s / \zeta_m$, где ζ_m определяется уравнением (44):

$$\ln \frac{\zeta_m}{\zeta_0} \approx \frac{\alpha \omega_0 r_0 t_s^2}{2 \zeta_m}. \quad (46)$$

Длинноволновые - это возмущения с длиной волны, превышающей поперечный размер ствола: $kr_0 \ll 1$. Очевидно, они могут возникать лишь в продольных z -возмущениях

$$\zeta(z, t) = \zeta_0 e^{ik_z z} \exp\{ik_z z - i\sigma_0 t\}, \quad (47)$$

которые вызваны скачком скорости продольного потока вещества (18а). Принимая в (37) $k_x = 0$, получим дисперсионное уравнение продольных возмущений в виде¹:

$$\left[(\sigma - kU + i\nu k^2)^2 - 4\Omega^2 \right] (\sigma - Uk) (\sigma + i\nu k^2) + \left[(\sigma + i\nu k^2)^2 - 4\Omega^2 \right] \sigma (\sigma + i\nu k^2) = 0. \quad (38b)$$

Понятно, что влиянием вязкости на длинноволновые возмущения можно пренебречь. Тогда уравнение (38b) сильно упрощается:

¹ Вместо k_x здесь также воспользуемся обозначением k .

$$\left(\sigma^2 - \sigma Uk + \frac{1}{2}U^2 k^2 - 4\Omega^2\right)(\sigma - Uk) = 0, \quad (48)$$

и имеет решения

$$\sigma_1 = Uk, \quad \sigma_{2,3} = \frac{1}{2}Uk \mp i \sqrt{\frac{1}{4}U^2 k^2 - 4\Omega^2}. \quad (49)$$

Нарастающие со временем возмущения (47) дает лишь третья мода колебаний, описывающая колебания с частотой $\sigma_0 = (1/2)Uk$. Причем, нарастание возмущений имеет место лишь в области длин волн

$$2\pi r_0 \ll \lambda < \frac{\pi U}{2\Omega}, \quad \left(1 \gg kr_0 > \frac{4\Omega r_0}{U} = \frac{4\Omega r_0}{v_{z0} + \alpha z}\right) \quad (50)$$

с инкрементом

$$\gamma_z = \sqrt{(\sigma_0^2 - 4\Omega^2)}. \quad (51)$$

Учитывая, что в начальной стадии (неустойчивость продольных возмущений наступает в момент $t > 4\Omega/\alpha^2 kR_0$) развития вихря в области $z \approx 0$ имеем $U \approx \alpha^2 R_0 t$, где пользовались формулой (26), для амплитуды колебаний частиц в длинноволновых возмущениях поверхности ствола вихря получаем:

$$\zeta_0 e^{\gamma_z t} \sim \zeta_0 \exp\left(\frac{k_z \alpha^2 R_0}{2} t^2\right). \quad (52)$$

Сравнение (52) с формулой (43) показывает, что нарастание продольных длинноволновых возмущений происходит намного медленнее роста коротковолновых возмущений. Следовательно, насыщение вихревого движения, т.е. прекращение экспоненциального роста угловой скорости ствола и перепада давления на его оси происходит, когда скачок азимутальной скорости достигает скорости звука.

Время насыщения вихря t_s определяется из уравнения:

$$e^{\alpha t_s} - \frac{\Omega \alpha t_s}{\omega_0 + \Omega} = \frac{c_s}{(\omega_0 + \Omega) r_0}. \quad (53)$$

За это время дно изобарической воронки перемещается вглубь на расстояние

$$z_s \approx \frac{(c_s + \Omega r_0 \alpha t_s)^2}{2(\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R)}, \quad (54)$$

а в случае частного решения (28), $v_{z0}(t)$ нарастает до значения

$$v_{z0}(t_s) = \alpha R \left(1 - \frac{(\omega_0 + \Omega) r_0}{c_s + \Omega r_0 \alpha t_s}\right). \quad (55)$$

С помощью формулы (13) можно оценить скорость вертикального

потока вещества (струи) на поверхности протозвезды. Если нижнее основание вихря в момент его образования находилось на глубине H от поверхности облака, то в момент насыщения вихря на выходе из облака скорость струи будет равной

$$v_j \approx \begin{cases} v_{z0} + \alpha(z_s + H), & v_{z0} = \text{const}, \\ v_{z0}(t_s) + \alpha(z_s + H), & v_{z0} = \alpha R(1 - e^{-\alpha t}). \end{cases} \quad (56)$$

Потеря массы протозвезды за год составит

$$dM/dt = \pi r_0^2 \rho v_j. \quad (57)$$

6. *Генерация астрофизических струй вихрем.* Итак, возникновение вихря Рэнкина в поверхностном приосевом слое гравитирующего тела вызывает продольный (13) и сходящийся к стволу (14) потоки вещества, которые обеспечивают экспоненциальный рост угловой скорости вращения ствола и перепада давления на его оси. Процесс степенного роста угловой скорости вращения и перепада давления прекращается, и вихревое движение переходит в состояние насыщения, когда скачок азимутальной скорости на поверхности ствола (рост длинноволновых возмущений, как видели, происходит намного медленнее) достигает скорости звука. Это происходит за время t_s , определяемое уравнением (53), после возникновения вихря, в течение которого вихревым движением охватываются все более глубокие слои облака, перемещаясь на расстояние (54). Продольная же скорость потока вдоль ствола вихря при этом нарастает до значения (55), вызывая истечение массы через поверхность протозвезды в виде струи со скоростью v_j (см. формулу (56)).

Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим сфероидальное протозвездное образование с массой $\sim 2 M_\odot$, полярного радиуса 10 а.е. и эксцентриситета 3/4. Для плотности массы протозвезды получим $\rho = 3 M_\odot (1 - e^2) / 2\pi R_0^3 \approx 10^{-11}$ г/см³, а с помощью формулы (2) определим угловую скорость ее вращения: $\Omega \approx 1.8 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹, $\Omega_0 \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹.

Пусть вихрь (4), который возникает в момент $t=0$ в поверхностном полярном слое протозвезды, имеет толщину $H=0.2$ а.е., радиус ствола $r_0 \approx 0.5$ а.е. и азимутальную скорость на его поверхности $v_0 = \omega_0 r_0 \approx 0.3$ км/с.

Принимая скорость радиального потока (14) на поверхности ствола равной $v_r \approx 0.5$ км/с (это соответствует значению $\alpha \approx 1.3 \cdot 10^{-8}$ с⁻¹), а скорость звука $c_s \approx 10$ км/с, с помощью уравнения (53) получим время насыщения вихря: $t_s \approx 2.4 \cdot 10^8$ с ≈ 8 лет. В течение этого времени вихревая воронка низкого давления охватывает все более глубокие слои протозвезды, образуя практически стационарный цилиндрический вихрь длиной ≈ 1.8 а.е. Скорость продольного потока на уровне $z=0$ оказывается равной $v_{z0}(t_s) \approx 19.2$ км/с, а на поверхности протозвезды $-v_j \approx 20$ км/с, в то время как параболичес-

ческая скорость на поверхности протозвезды составляет ≈ 12 км/с.

Темп потери массы протозвезды составит при этом $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$.

К полученной оценке скорости струи на поверхности протозвезды можно прийти из соображений сохранения энергии. Действительно, приравнявая суммарную работу сил давления и гравитации кинетической энергии ствола на поверхности протозвезды, т.е. применяя интеграл Бернулли для нижнего и верхнего оснований ствола вихря, получим ту же самую оценку для v_j .

Оценим теперь толщину переходного турбулентного слоя ζ_m . Для этого примем величину смещения ζ_0 порядка длины свободного пробега частиц: $\zeta_0 \approx m_H / \pi a_H^2 \rho \approx 10^4$ см, где m_H масса атома водорода, a_H -его борковский радиус. Тогда из формулы (46) получаем: $\zeta_m \approx 1.5 \cdot 10^7$ см. Максимальное значение коэффициента турбулентной вязкости в переходном слое при этом оказывается равным

$$v_m^* \approx \frac{1}{2} \alpha v_0 \zeta_m t_s \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}, \quad (58)$$

тогда как обычная кинематическая вязкость газа намного меньше:

$$\nu \approx \nu_H l/3 \sim 3 \cdot 10^9 \text{ см}^2/\text{с}, \quad (59)$$

где ν_H - тепловая скорость атомов, l - длина их свободного пробега. Таким образом, на поверхности ствола вихря радиуса r_0 , который вращается почти со скоростью звука $v_{\varphi m} = v_0 \exp(\gamma_m t_s) \sim c_s$, из-за турбулентности появляется слой толщиной $2\zeta_{max}$ с аномально высокой вязкостью $\nu_{max} \gg \nu$.

Оценку времени жизни возникшего вихря можно получить, разделяя кинетическую энергию единицы длины вихря в состоянии его насыщения на мощность диссипации энергии (17):

$$t_{\text{vortex}} \approx 1.8 \frac{10^7}{[\nu]} \text{ лет}, \quad (60)$$

где вязкость выражается в единицах 10^{12} см²/с. Молекулярная вязкость в формуле (60) дает оценку $\sim 3 \cdot 10^9$ лет, в случае турбулентной вязкости для времени жизни вихря получаем $\sim 5 \cdot 10^6$ лет. Следовательно, полученные нами вихри являются высокой степени бездиссипативными, даже при учете аномально большого значения турбулентной вязкости.

7. Заключительные замечания. Предложенный в настоящей работе вихревой механизм генерации астрофизических струй представляет уникальный путь превращения гравитационной энергии источника в кинетическую энергию струйного извержения. Этот же механизм может обеспечить ускорение и коллимацию струйных потоков за пределами источника, как в области торможения, так и инерционного разлета.

Образование турбулентного переходного слоя на поверхности ствола вихря приводит не только к насыщению вихря. Его появление вызывает ряд гидродинамических и физико-химических процессов, которые подлежат детальному изучению.

Во-первых, интенсивная нелинейная диссипация энергии вихря из-за аномально высокой турбулентной вязкости этого слоя, может привести к возбуждению и диссоциации атомов и молекул и интенсивному излучению в линиях.

Во-вторых, проникшее через основание вихря и через его переходной слой в область низкого давления ствола вещество может подвергаться разным физико-химическим превращениям, в результате чего химический состав струи может заметно отличаться от состава вещества протозвезды.

В-третьих, часть переходного слоя, принадлежащая области ствола вихря, переносится наружу струйным течением. Поэтому, поверхностный слой выходящей струи будет характеризоваться интенсивными турбулентными пульсациями гидродинамических полей, замедляя внешние слои струи в результате эффективного взаимодействия с окружающей средой.

В-четвертых, с выходом из компактного образования ствол вихря попадет в разреженную окружающую среду и начнет расширяться. Можно представить следующий сценарий расширения струи: радиальное разбухание струи в целом, и расширение поверхностных слоев в разреженную окружающую среду. Радиальное разбухание приведет струю из плотного, быстровращающегося состояния, в менее плотное состояние с медленным вращением, с сохранением углового момента. Параллельно будет происходить истечение вещества с поверхности струи: сначала приходят в движение смежные с границей слои, постепенно охватывая все более далекие области от границы струи. Возникнет волна разрежения, которая распространится вдоль радиуса в глубь струи, создавая вокруг нее неоднородную по плотности "шубу" с дифференциальным вращением. Она приведет к восстановлению равновесия на границе однородного ствола при некотором значении его радиуса R . После этого бурные процессы расширения прекратятся, и в струе установится квазистационарная картина, состоящая из двух областей: *ядерная*, однородная по плотности и вращающаяся твердотельно, и *область шубы* с неоднородной плотностью, дифференциальным вращением и сходящимся радиальным потоком вещества. Таким образом, возможно самовоспроизводство вихря из голого ствола в струе. Такой вихрь будет ускорять и одновременно коллимировать ядерную часть струи. В результате получится быстрая, более коллимированная струя внутри медленной струи. Такие "двухскоростные" СО оттоки наблюдаются в ряде молекулярных струйных течений (так называемые "молекулярные пули"), какими являются НН 211 в IC 348 [30], L1448 [31,32], НН 7-11[33-35], НН 111 [36,37].

Некоторые из этих вопросов рассмотрены в работах [38,39].

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mabr@bionet.am

THE VORTICAL MECHANISM OF GENERATION OF THE ASTROPHYSICAL JETS

M.G.ABRAHAMYAN

On the basis of exact solutions of the hydrodynamic equations with generalization of the Rankin's vortex, the mechanism of generation of astrophysical jets is offered. It is shown, that occurrence of the Rankin's vortex in the polar stratum of a rotating protostar causes longitudinal and converging to a vortex trunk streams of the substance providing exponentially growth of angular velocity of the trunk gyration and a pressure drop on its axis. Angular velocity of the vortex trunk and pressure drop stopped arising when the gyration velocity jump on the trunk surface reaches velocity of a sound. It occurs in time t_j after vortex occurrence, during which the vortex motion sweeps more and more deep stratum of a protostar. Longitudinal velocity of a stream along a vortex trunk thus accrues, causing the stream ejection of matter from a surface of a protostar. Comparison of the theory to data of observations leads effects.

Key words: hydrodynamics:vortex:generation:acceleration:jet eruption

ЛИТЕРАТУРА

1. T.K.Das, astro-ph/9906113.
2. R.Gonzalez, E.M.Gouveia Dal Pino, A.Raga, P.Velazquez, *Astrophys. J.*, **600**, L59, 2004.
3. N.Soker, *Astron. Astrophys.*, **414**, 943, 2004.
4. S.Redem, T.Iran, *Astrophys. J.*, **519**, L17, 1999.
5. P.Mészáros, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **40**, 137, 2002.
6. K.Shibata, S.Aoki, astro-ph/0303253.
7. A.Königl, *Can. J. Phys.*, **64**, 362, 1986.
8. E.M.Gouveia Dal Pino, In *Plasma Physics and Controlled Fusion*, AIP

- Procs., 345, 427, 1995.
9. *A.Bridle*, In: Impact of the VLA: Physics of AGN Jets (<http://www.cv.nrao.edu/~abridle/bgctalk>), 1998.
 10. *B.Reipurth, J.Bally*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 39, 403, 2001.
 11. *S.Bontemps, P.Andre, S.Terebey, S.Cabrit*, Astron. Astrophys., 311, 858, 1996.
 12. *C.J.Lada*, in: The Origin of Stars and Planetary Systems. (eds. C.J.Lada, N.D.Kylafis, Kluwer, Academic Publs.), 1999, p.143.
 13. *D.Devine, B.Reipurth, J.Bally, S.Heathcote*, Astron. J., 114, 2095, 1997.
 14. *A.C.Raga*, Astrophys. Space. Sci., 208, 163, 1993.
 15. *B.Reipurth*, Nature, 340, 42, 1989.
 16. *F.Bacciotti, J.Eisloffel*, Astron. Astrophys., 342, 717, 1999.
 17. *J.A.Morse, P.Hartigan, G.Cecil, J.C.Raymond, S.Heathcote*, Astrophys. J., 339, 231, 1992.
 18. *E.S.Perlman, J.A.Biretta, F.Zhou, W.B.Sparks, D.Macchetto*, Astron. J., 117, 2185, 1999.
 19. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, In: Stellar Jets and Bipolar Outflows. (eds. L.Errico, A.A.Vittone, Kluwer, Dordrecht), 1993, p.369.
 20. *Г.С.Бисноватый-Коган, Б.В.Комберг, А.М.Фридман*, Астрон. ж., 46, 465, 1969.
 21. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Astrophys., 47, 404, 2004.
 22. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 376, 457, 2007.
 23. *P.K.Kundu*, Liquid Mechanics. Academic Press Inc, 1990, p.638.
 24. *E.A.Pashitskii, V.N.Malnev, R.A.Naryshkin*, arXiv:physics/0702229v1, 26 Feb. 2007.
 25. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, 2008 (в печати).
 26. *С.Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия. Мир, М. 1973, с.288.
 27. *W.J.M.Rankine*, Phil. Mag. Ser., 4, 39, 211, 1870.
 28. *В.В.Мелешко, М.Ю.Константинов*, Динамика вихревых структур. Киев, Наукова Думка, 1993, с.282.
 29. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Гидродинамика. Наука, М., 1986, с.736.
 30. *F.Gueth, S.Guilloteau*, Astron. Astrophys, 343, 571, 1999.
 31. *R.Bachiller, J.Martin-Pintado et al*, Astron. Astrophys., 231, 174, 1990.
 32. *B.Nisini, M.Benedettini et al*, Astron. Astrophys., 360, 297, 2000.
 33. *C.R.Masson, L.G.Mundi, J.Keene*, Astrophys. J., 357, L25, 1990.
 34. *R.Bachiller, S.Guilloteau et al*, Astron. Astrophys., 339, L49, 1998.
 35. *B.C.Koo*, Astrophys. J., 361, 145, 1990.
 36. *J.Cernicharo, B.Reipurth*, Astrophys. J., 460, L57, 1996.
 37. *J.Hatchell, G.A.Fuller, E.F.Ladd*, Astron. Astrophys., 346, 278, 1999.
 38. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, 2008, (в печати).
 39. *М.Г.Абрамян*, Астрофизика, 2008, (готовится к печати).

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. V. ДВЕ НОВЫЕ КОМЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ В ПЕРСЕЕ

Т.А.МОВСЕСЯН¹, Т.Ю.МАГАКЯН¹, Е.Г.НИКОГОСЯН¹,
ДЖ.БАЛЛИ²

Поступила 5 сентября 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

Приводятся результаты исследования небольшой области вокруг эмиссионной звезды LkHa 326 в темном облаке Персея в оптическом диапазоне. Описаны две новые кометарные туманности и рассмотрена их связь с объектами Хербига-Аро в данной области. У центральной звезды одной из туманностей обнаружен НН-джет. С помощью бесщелевой спектроскопии в области найдено 6 эмиссионных звезд, из них 4 новых.

Ключевые слова: звезды, эмиссионные линии - туманности, выбросы и истечения

1. *Введение.* Молекулярное облако Персея является одним из наиболее активных и близкорасположенных очагов звездообразования. Помимо собственно молодых звездных объектов (YSO), в этой области были обнаружены ассоциированные с ними молекулярные потоки [1] и инфракрасные источники [2]. Что же касается такой характерной формы проявления активности молодых нестационарных звезд, как направленное истечение, приводящее к образованию потоков и объектов Хербига-Аро (НН) [3], то на сегодняшний день в облаке Персея выявлено около 150 таких объектов [4]. Однако далеко не для всех из них точно известны источники.

С другой стороны, хорошо известно, что большинство источников направленных истечений связаны с компактными отражательными туманностями, которые из-за характерной формы обычно именуются кометарными туманностями (КТ). Разумеется, термин "кометарные туманности" появился на основе чисто визуальных наблюдений и отражал лишь видимую морфологию туманностей; однако дальнейшие исследования в этой области показали, что подобное наименование вполне точно, и подобная форма является следствием существования околосредных пылевых дисков и конических полостей, созданных веществом, истекающим из освещающих эти туманности молодых звездных объектов. Тот факт, что НН-объекты и потоки в подавляющем

большинстве случаев расположены вдоль осей КТ, является веским подтверждением генетической связи между околозвездным диском, туманностью и направленным истечением. Таким образом, обнаружение и исследование всех звеньев физически связанных систем, состоящих из PMS-звезд, связанных с ними КТ и НН-потоков, имеет большое значение для решения задач, связанных с вопросами формирования и эволюции как околозвездных дисков, так и связанных с ними истечений.

В настоящей работе представлены результаты наблюдений небольшой области в Персее, где нами были обнаружены две новые КТ.

Работа является частью проекта по поиску новых НН-объектов в областях звездообразования, который проводится на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с 1998г. [5].

2. *Наблюдения и обработка.* Изображения объектов были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории с помощью камеры VuлFOSC2 и CCD с форматом 1060x514 пикс., что соответствует $1'.1 \times 5'.5$ на небе, с масштабом $0.62''/\text{пикс.}$ При наблюдениях были использованы узкополосные интерференционные фильтры [SII] ($\lambda_c = 6730\text{Å}$, $\Delta\lambda = 75\text{Å}$) и $\text{H}\alpha$ ($\lambda_c = 6670\text{Å}$, $\Delta\lambda = 85\text{Å}$) и континуальный фильтр I. Поиск эмиссионных звезд проводился с помощью метода бесщелевой спектроскопии, с использованием комбинации гризмы, работающей в диапазоне от

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата	I	[SII]	$\text{H}\alpha$	$\text{H}\alpha$ slitless
23.10.98	600	3600	-	-
12.06.99	-	-	3600	3600

5500-7500 Å и создающей дисперсию $2.1\text{Å}/\text{пикс.}$ и узкополосного $\text{H}\alpha$ -фильтра. Область снималась дважды. Журнал наблюдений, где приводятся дата наблюдений и время накопления (сек) в различных фильтрах, представлен в табл.1.

FWHM изображений в среднем составляла $\sim 2''$. Первичная обработка изображений была сделана согласно стандартной процедуре.

Кроме того, были использованы также прямые изображения, полученные в октябре 2001г. в первичном фокусе 4-м телескопа Национальной обсерватории Китт Пик, США с ПЗС-камерой MO-SAIC [4], масштаб которых составляет $\sim 0.35''/\text{пикс.}$

3. *Кометарные туманности и связанные с ними НН-потоки.*

В данной работе рассмотрена область вокруг звезды типа Т Тау LkH α 326 (HBC 14), которая расположена в юго-западной оконечности

молекулярной переемычки между темными облаками Barnard 1 и L1455. Расстояние до темных облаков Персея являлось предметом дискуссии, но в настоящее время оно чаще всего оценивается в 300-350 пк (см. [6,7] и также обсуждение в работе [5]). Для определенности мы примем в настоящей статье значение 300 пк. Поиски НН-объектов в этой области уже проводились [8,4], однако новые результаты существенно дополняют уже имеющиеся данные.

На рис.1 приводятся изображения данной области, полученные в континууме и фильтрах [SII] и $H\alpha$, а также бесщелевые спектрограммы.

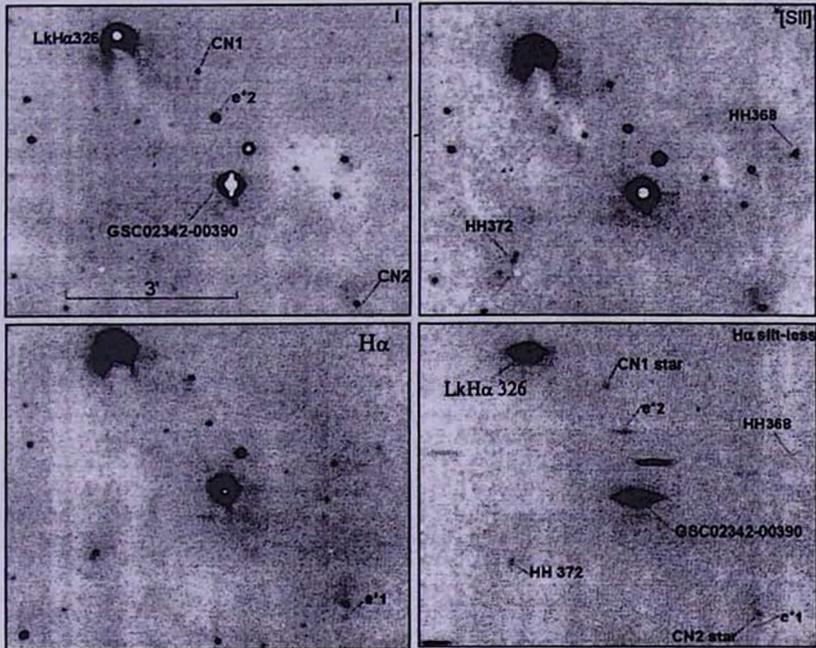


Рис.1. Изображения области вокруг LkHa 326 в I-континууме, фильтрах [SII], $H\alpha$ и бесщелевые спектры объектов, полученные на 2.6-м телескопе БАО.

Как видно из рис.1, в области доминирует яркая кометарная туманность Вег 63 (GN 03.27.6) [9] вокруг самой звезды LkHa 326. Этот объект, по-видимому, глубоко погружен в облако, на что указывает как высокая поверхностная яркость, так и полоса чрезвычайно сильного поглощения, отходящая непосредственно от LkHa 326. Следует отметить еще одну довольно яркую звезду GSC 02342-00390, также подсвечивающую небольшую отражательную туманность. GSC 02342-00390 совпадает также с ИК-источником IRAS 03275+3020, и, вероятно, с рентгеновским источником AX J0330+3030 [10], что делает эту звезду довольно интересным объектом. Кроме того, нами были обнаружены еще две, ранее не описанные кометарные отражательные туманности, обозна-

ченные на рис.1 как CN1 и CN2.

С помощью бесщелевых спектров нам удалось выявить эмиссию у шести звезд области, включая центральные объекты вышеупомянутых туманностей CN1 и CN2. Все эти звезды также обозначены на рис.1, а их координаты приводятся в табл.2.

Таблица 2

КООРДИНАТЫ ЗВЕЗД

Объект	RA (2000)	Dec (2000)
CN2 star	03 ^h 30 ^m 27 ^s .2	30°28' 29".7
e*1	03 30 27.3	30 28 18.5
GSC 02342-00390	03 30 36.0	30 30 24.4
e*2	03 30 36.9	30 31 28.0
CN1 star	03 30 38.2	30 32 11.8
LkH α 326	03 30 44.1	30 32 46.1

Рассмотрим новонайденные объекты более подробно.

А) CN1. Туманность CN1 хорошо видна в континууме и на H α -изображении, а в лучах [SII] едва различима. Она выглядит как вытянутый в юго-восточном направлении полый конус, в апексе которого расположена эмиссионная звезда, отмеченная на рис.1 как "CN1 star". На JHK-картах обзора 2MASS туманность не видна.

К юго-востоку от CN1, на расстоянии 0.27 пк от центральной звезды, практически точно по оси туманности, расположен объект HH 372 [8,4], источник которого до настоящего времени не был известен. Объект состоит из двух компактных сгустков, относительная интенсивность которых в лучах [SII] и H α заметно отличается друг от друга: северо-западный компонент, по всей видимости, имеет более высокую степень возбуждения. Если принять во внимание, что звезда в туманности CN1 с большой вероятностью является PMS-объектом, а также учесть взаимное расположение туманности и HH 372, то напрашивается заключение, что именно эта звезда и является источником HH 372. К сожалению, более детально структуру CN1 нам исследовать не удалось, поскольку ее изображение попало в нерабочий промежуток системы MOSAIC. В противоположном от туманности направлении, т.е. к северо-западу от нее, на изображениях с MOSAIC HH-объектов не обнаруживается.

Б) CN2. К юго-западу от CN1 расположена еще одна кометарная туманность CN2 (см. рис.1). В работе [8] она была принята за HH-объект и получила обозначение HH 369. Однако этот веерообразный туманный объект очень хорошо виден не только в узкополосных

фильтрах, но и в континууме, что свидетельствует об его отражательной природе; более того, в его вершине расположена эмиссионная звезда (CN2 star, см. рис.1). Очевидно, от классификации его как объекта Херbiga-Аро следует отказаться (см, однако, далее). На *JHK*-картах обзора 2MASS эта туманность не видна. В непосредственной близости от нее расположен источник IRAS 03273+3018, о котором, к сожалению, нет никаких дополнительных сведений. Возможно, что он действительно ассоциирован с центральной звездой CN2, которая попадает в эллипс ошибок данного IRAS-источника (см. также рис.4). Примечательно, что внутри веера туманности, особенно в лучах $H\alpha$ (см. рис.1), видна изогнутая дуга, напоминающая начало витка спирали. Такие структуры достаточно часто встречаются внутри КТ (см., например, [11,12]).

При анализе прямых изображений этой туманности, полученных с системой MOSAIC, у центральной звезды в фильтре [SII] нам удалось обнаружить крошечный джет (см. рис.2), длина которого не превышает $2''.5$ (750 а.е.). Позиционный угол джета составляет примерно 25° . По всей видимости, именно наличие эмиссионного оптического выброса

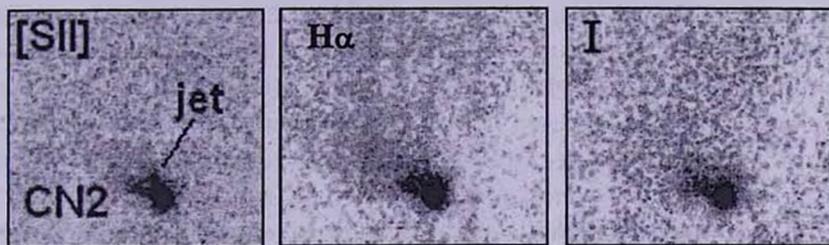


Рис.2. Изображения туманности CN2, полученные на 4-м телескопе Китт-Пик с системой MOSAIC [4].

у звезды приводит к некоторому возрастанию поверхностной яркости туманности в лучах [SII], что и позволило в работе [8] отнести эту туманность к НН-объектам. Следует отметить, что в лучах $H\alpha$ джет практически не виден. Мы предлагаем сохранить обозначение НН 369 именно за джетом.

На расстоянии ~ 0.8 пк от звезды по направлению джета НН 369 расположен объект Херbiga-Аро НН 428 [13]. Авторы охарактеризовали его как полосу, примыкающую к слабой звезде, и сделали предположение, что именно эта звезда и является источником объекта. На значительно более глубоких и детальных изображениях, полученных с MOSAIC, можно подробно рассмотреть структуру НН 428. Изображение объекта в различных фильтрах приводится на рис.3, где упомянутая выше звезда, примыкающая к объекту, отмечена как "star". В лучах [SII] в объекте можно различить два относительно ярких сгустка

(обозначены А и В), погруженных в диффузную оболочку. В лучах $H\alpha$ сгусток В практически не заметен. Диффузная оболочка НН-объекта имеет форму выгнутого к северо-востоку ударного фронта (bow-shock), а, следовательно, очень вероятно, что его источник расположен к юго-

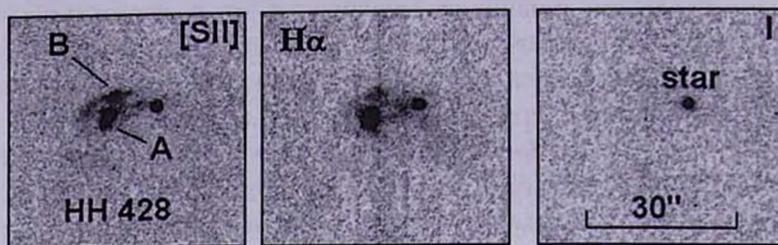


Рис.3. Изображения НН 428, полученные на 4-м телескопе Китт-Пик с системой MOSAIC [4].

западу от него. Позиционный угол прямой, соединяющей сгусток А и центральную звезду туманности CN2, составляет 30° , т.е. практически совпадает с позиционным углом ее джета. Подобное расположение CN2, джета НН 369 и объекта НН 428 делает правдоподобным предположение, что именно центральная звезда этой туманности является источником НН 428. Впрочем, как предполагаемый источник, нельзя исключить и значительно ближе расположенную звезду LkH α 326. Отметим, что к югу от НН 428 находятся еще два исключительно слабых эмиссионных волокна НН 792 А и В, видимые только в линии $H\alpha$ [4], которые обрисовывают широкий конус, в вершине которого находится НН 428. Можно допустить, что они составляют единую систему, и тогда ориентация конуса соответствует предположению о расположенном к югу или к юго-западу источнике возбуждения. Взаимное расположение всех вышеупомянутых объектов представлено на рис.4, где стрелкой показано направление джета НН 369 и схематически очерчена зона предполагаемого подковообразного ударного фронта около НН 428.

Каких-либо признаков контрвыброса в юго-западном направлении от CN2 нам обнаружить не удалось, как и в случае CN1.

В) *НН 368, НН 370 и НН 371.* Как уже упоминалось выше, в работе [8] в данной области были отмечены еще три НН-объекта. Их взаиморасположение показано на рис.1 и 4. НН 368, значительно более яркий в [SII], напоминает небольшой ударный фронт. НН 370 выглядит как цепочка сгустков, соединенных волокном. К востоку от него наблюдаются еще отдельные слабые эмиссионные сгустки и волокна. Источники НН 368 и 370 пока неясны. Что же касается НН 371, то на его месте ничего не видно как на снимках 2.6-м телескопа,

так и на изображениях, полученных с MOSAIC. Согласно частному сообщению Б. Рейпурта, этот объект, по-видимому, действительно не существует.

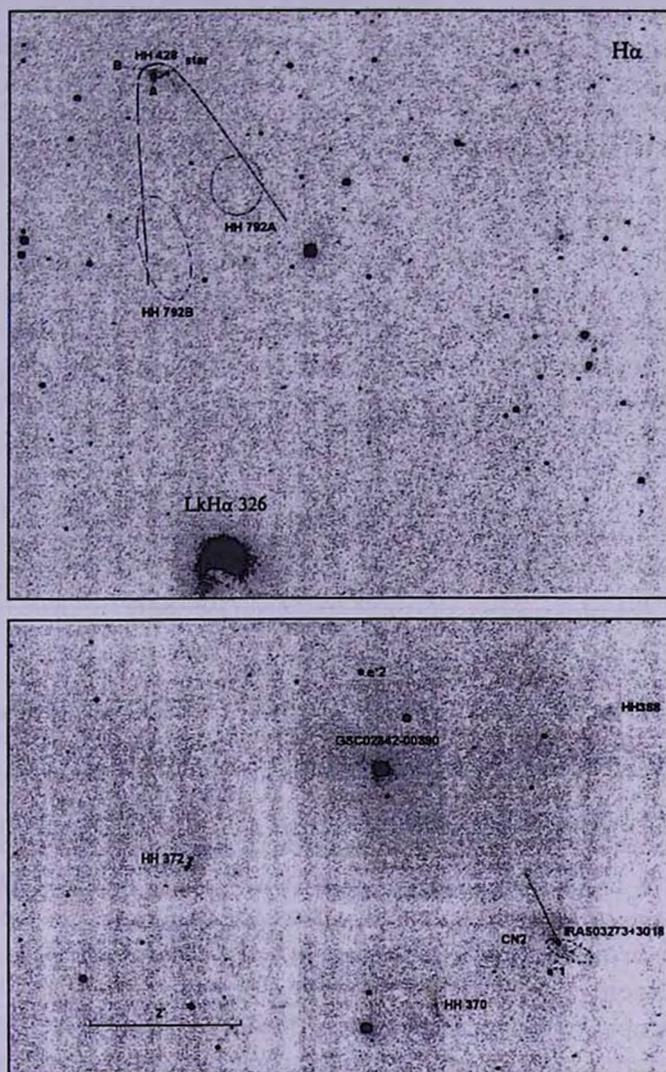


Рис.4. Область вокруг LkHa 326. Изображение в лучах H α получено на 4-м телескопе Китт-Пик с системой MOSAIC [4].

4. *Эмиссионные звезды.* Для предварительной классификации эмиссионных звезд, найденных в данной работе, мы поместили их на инфракрасную двухцветную диаграмму, представленную на рис.5, используя данные JHK-фотометрии обзора 2MASS.

Из рисунка хорошо видно, что уже известные в данной области

звезды типа Т Тау - LkH α 326 и GSC 02342-00390 располагаются вблизи соответствующего локуса [14]. К ним же явно относятся центральная звезда в CN1 и, по-видимому, сильно покрасневшие эмиссионные объекты e*1 (слабая звезда в непосредственной близости от CN2) и e*2. Наиболее интересно положение на диаграмме звезды в туманности CN2, т.е. источника HH 369. Судя по нему, она является кандидатом в очень

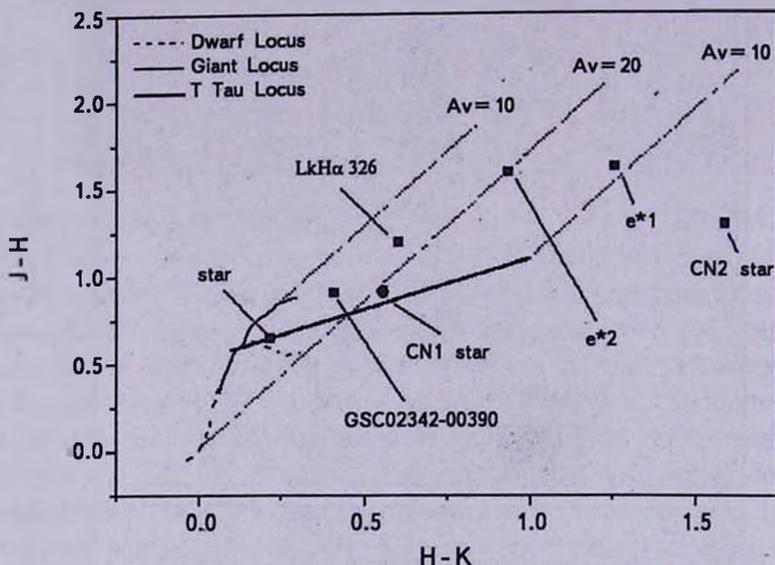


Рис.5. $J-H/H-K$ диаграмма для звезд с $H\alpha$ эмиссией. Положение ветвей гигантов и карликов согласно работе [17]; Т Тау локуса - [14]; линий покраснения - [18]. JHK величины обзора 2MASS преобразованы в фотометрическую систему CIT [19].

молодые объекты (так называемые объекты Class I или аккрецирующие протозвезды [15]). Кроме того, стоит отметить, что по данным каталога IRAS, источник IRAS 03273+3018, который мы предположительно отождествили с данной звездой, попадает в так называемый "Т Тау box" [16].

Что касается звезды, непосредственно примыкающей к HH 428, то случайная проекция представляется более вероятной, чем физическая связь. Отметим полное отсутствие следов отражательной туманности вокруг этой звезды. Как видно из рис.5, объект расположен хотя и в пределах локуса звезд типа Т Тау, но при этом практически на Главной последовательности и, скорее всего, представляет собой карлик позднего спектрального типа. Таким образом, ИК-фотометрия согласуется с идеей о том, что источник возбуждения HH 428 расположен в удалении от данного объекта.

5. **Заключение.** Представленные в данной работе результаты показывают, что даже в столь хорошо изученной и близкой области

звздообразования, как облако Персея, есть участки, которые требуют дополнительного изучения, и участок вокруг LkH α 326 относится к таковым. Наиболее примечательно, что практически не отождествлены источники довольно ярких HH-объектов, и, следовательно, неясна концентрация молодых звезд в данном фрагменте облака. Для прояснения этого вопроса необходимо объединение данных по оптическим лучевым скоростям и собственным движениям с результатами инфракрасных и радионаблюдений. Мы планируем продолжить исследование данной области.

Авторы признательны Б.Рейпурту (Институт астрономии, Гавайский университет) за консультации. Данная работа была частично поддержана грантом INTAS 3-51-4838, а также грантом ANSEF1182. В работе использованы данные обзора 2MASS, который является совместным проектом Университета Массачусетса и Центра обработки и анализа инфракрасных данных (IPAC) Калифорнийского Технологического Института.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: tigmag@sci.am

² Университет Колорадо, США

SEARCH FOR HH OBJECTS AND EMISSION STARS IN STAR FORMATION REGIONS. V. TWO NEW COMETARY NEBULAE IN PERSEUS CLOUD

T.A.MOVSESSIAN¹, T.YU.MAGAKIAN¹, E.H.NIKOGOSSIAN¹,
J.BALLY²

A small area of the Perseus dark cloud around LkH α 326 emission line star is studied in the optical range. Two new cometary nebulae are described and their connection with previously found HH objects is discussed. A small HH-jet is discovered near the central star of the one of these nebulae. Six emission-line stars, including four new ones, are found in this area by means of slitless spectroscopy.

Key words: *stars: emission line - clouds: jets and outflows*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Bachillet, J.Martin-Pintado, P.Planesas*, *Astron. Astrophys.*, **251**, 639, 1991.
2. *E.F.Ladd, E.A.Lada, P.C.Myers*, *Astrophys. J.*, **410**, 168, 1993.
3. *B.Reipurth, J.Bally*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **39**, 403, 2001.
4. *J.Walawender, J.Bally, B.Reipurth*, *Astron. J.*, **129**, 2308, 2005.
5. *Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **46**, 5, 2003.
6. *G.H.Herbig, B.F.Jones*, *Astron. J.*, **88**, 1040, 1983.
7. *J.Cernicharo, R.Bachiller, G.Duvert*, *Astron. Astrophys.*, **149**, 273, 1985.
8. *V.P.Alien, J.Bally, D.Devine, G.J.Miller*, in *IAU Symp. 182, Poster Proc., Low Mass Star Formation from Infall to Outflow*, ed. F.Malbet & A.Castets, **51**, 1997.
9. *Т.Ю.Магакян*, *Astron. Astrophys.*, **399**, 141, 2003.
10. *S.Yamauchi, Y.Tsuboi, K.Koyama*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **53**, 885, 2001.
11. *Т.А.Мовсессиан, Т.Ю.Магакян, J.Boulesteix, P.Amram*, *Astron. Astrophys.*, **413**, 203, 2004.
12. *Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **51**, 15, 2008.
13. *J.Yan, H.Wang, M.Wang, L.Deng, J.Yang, J.Chen*, *Astron. J.*, **116**, 2438, 1998.
14. *M.R.Meyer, N.Calvet, L.A.Hillenbrand*, *Astron. J.*, **114**, 288, 1997.
15. *S.J.Kenyon, B.A.Whitney, M.Gomez, L.Hartmann*, *Astrophys. J.*, **414**, 773, 1993.
16. *D.A.Weintraub*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **74**, 575, 1990.
17. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **100**, 261, 1988.
18. *J.A.Cardelli, C.C.Geoffrey, J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, **345**, 245, 1989.
19. *J.M.Carpenter*, *Astron. J.*, **121**, 2871, 2001.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НН 448

Н.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН², Х.А.ДОКОБО³,
А.А.КАРАПЕТЯН¹

Поступила 5 ноября 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

Впервые представлены спектры пяти сгущений объекта Хербига-Аро НН 448. Интенсивности эмиссионных линий указывают на низкую степень ионизации 3-5% с электронной плотностью 10^2 - 10^4 см⁻³. Значения относительных интенсивностей эмиссионных линий отдельных сгущений показывают, что они отличаются друг от друга по своим физическим свойствам. Две ближайшие к НН 448 звезды нами классифицированы как карлики Главной последовательности и, по всей вероятности, не связаны с объектом. Показано, что поглощение в области НН 448 не меньше 4^m .3.

Ключевые слова: *звезды: спектры - объект: НН 448*

1. *Введение.* Как отдельный класс молодых образований, объекты Хербига-Аро(ННО) были открыты еще в половине прошлого века в области ассоциации Ориона [1-4]. Уже первые спектральные наблюдения показали, что ННО имеют характерные эмиссионные спектры, указывающие на очень низкую степень ионизации [4]. На основе результатов первых наблюдений было сделано предположение, что объекты Хербига-Аро представляют ранние стадии эволюции звезд типа Т Тельца [5]. С тех пор были выдвинуты много теорий и гипотез для объяснения этого явления [6-9], и, несмотря на доминирующее в настоящее время предположение о том, что ННО являются продуктом ударной волны [8-12], происхождение и эволюция этих объектов остаются неясными.

В настоящее время известны около 1000 НН объектов [13], но лишь некоторые из них имеют достоверную физическую связь с массивными молодыми звездами [14,15]. В основном они связаны со звездами типа Т Тельца и встречаются исключительно в наиболее молодых областях звездообразования. Этот факт подчеркивает особую важность совместных исследований ННО и звезд типа Т Тельца.

Спектральные наблюдения на 40" телескопе системы Шмидта Бюранканской обсерватории с помощью 4^o объективной призмы, позволили обнаружить около 40 новых эмиссионных звезд в области Суг ОВ7 с размерами 16 кв.град. [16]. Детальные исследования небольшого участка (11' x 11') вокруг двух эмиссионных звезд из этой области с помощью 2.6-м телескопа позволили обнаружить еще 9 новых эмиссионных

звезд, 3 новых ННО, 2 новые кометарные туманности и одну новую "инфракрасную" туманность [17-20]. В частности, было показано, что один из НН объектов с двумя другими звездами, одна из которых по фотометрическим данным, по-видимому, является звездой типа Т Тельца, составляют динамически неустойчивую систему типа трапеции [18]. Подтверждение этого результата может быть очень сильным аргументом в пользу генетической связи звезд типа Т Тельца с объектами НН.

Настоящая работа посвящена спектральному исследованию одного из обнаруженных нами НН объектов, входящего в каталог объектов Хербига-Аро под номером НН 448 [13]. В работе приводятся результаты спектральных исследований 5 компактных образований этого объекта и двух соседних звезд, между которыми простирается объект НН 448.

2. Наблюдения. Наблюдения проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории им. В.А.Амбарцумяна, в 2003 и 2005гг., с помощью приемной аппаратуры SCORPIO (Spectral Camera with Optical Reducer for Photometrical and Interferometrical Observations) [21]. С камерой, установленной в первичном фокусе телескопа, проводятся наблюдения как в режиме получения прямых изображений с широкополосными и узкополосными фильтрами, так и спектроскопия с длинной щелью. SCORPIO используется с ПЗС-матрицей размерами 2063 x 2058 пикс. При наблюдениях охватывается область размерами 14' x 14', с пространственным разрешением 0".42. В спектральном режиме использовалась гризма с дисперсионной решеткой 600 штрих/мм.

Спектральные наблюдения 5 отдельных сгущений объекта НН 448 [17,19] проводились 24 и 26 августа 2005г. Были получены по два спектра для каждого сгущения с максимальной экспозицией 3000 с. Спектр одного из этих сгущений(НН 448А) был получен и ранее в 2003г., с экспозицией 2400 с. На рис.1 приводятся изображения объекта в областях [SII], $H\alpha$,

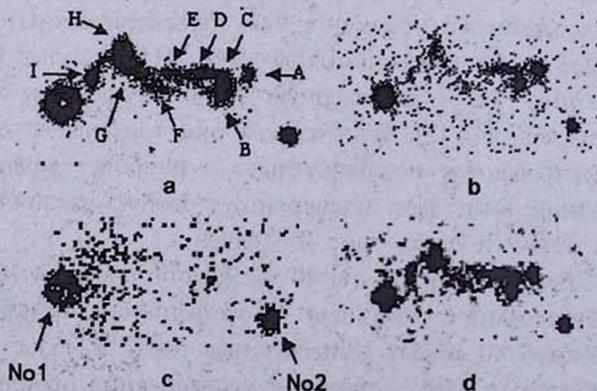


Рис.1. Объект НН 448 в спектральных областях [SII](а), $H\alpha$ (b), I(c) и R(d) (DSS2).

I и *R* (DSS2), взятые из работы [19]. Были получены спектры сгущений А, В, D, H и F.

3. *Результаты наблюдений.* Объект НН 448 состоит из 9 сгущений и простирается между двумя звездами на расстояние порядка 1 угл. мин. [17]. Красная туманность, на фоне которой выделяются отдельные сгущения, простирается до звезды No 1, которая находится всего в нескольких угл. с от сгущения НН 448I.

3.1. *Спектральные исследования НН сгущений.* Полученные нами прямые изображения показывают, что отдельные сгущения в течение 5 лет (2000-2005) не показали заметных изменений яркости. На рис.2 приводятся спектры 5 сгущений в спектральном диапазоне $6000 - 7200 \text{ \AA}$, нормированные к интенсивности эмиссионной линии $\text{H}\alpha$. Из-за больших шумов в коротковолновой части спектра следить за эмиссионными линиями затруднительно. Спектры этих образований

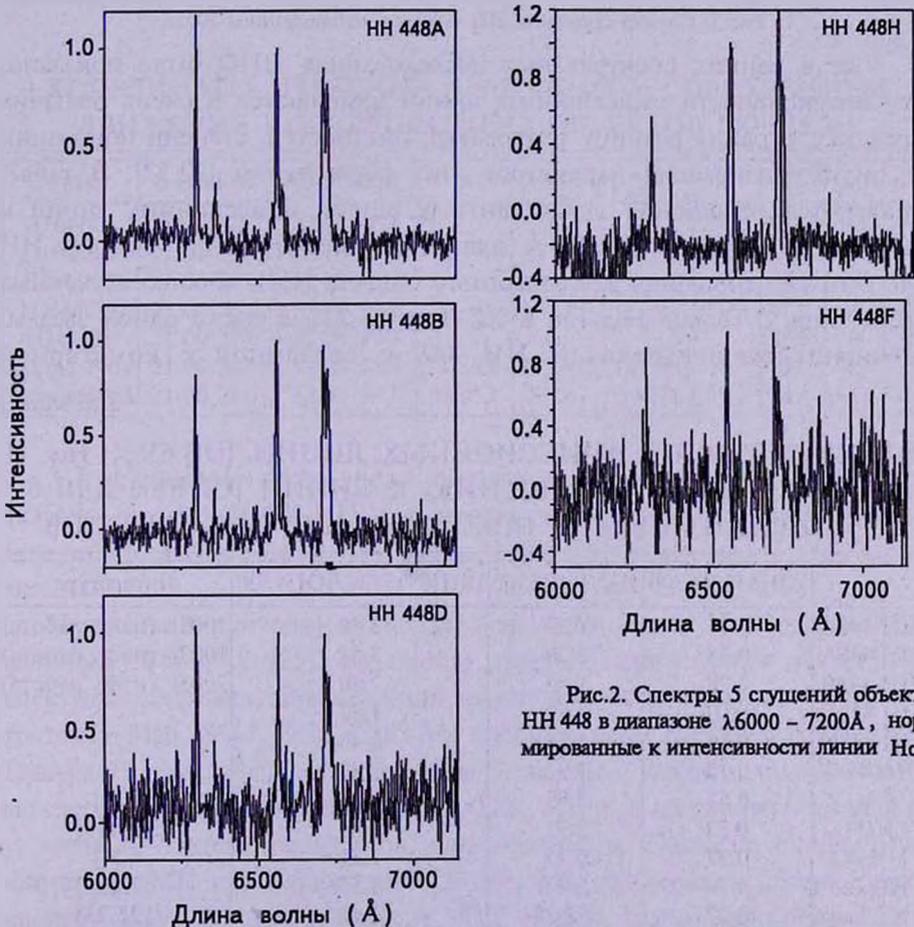


Рис.2. Спектры 5 сгущений объекта НН 448 в диапазоне $6000 - 7200 \text{ \AA}$, нормированные к интенсивности линии $\text{H}\alpha$.

характерны для ННО и впервые получены нами. На рис.3 показан снятый в 2003г. спектр сгущения НН 448А, также нормированный к интенсивности $H\alpha$.

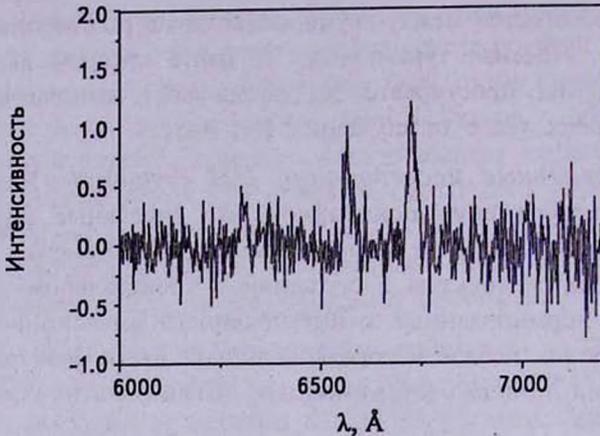


Рис.3. Спектр сгущения НН 448А по наблюдениям 2003г.

Уже в ранних спектральных исследованиях ННО было показано, что интенсивности эмиссионных линий изменяются в очень больших пределах, отражая разницу температур, плотностей, степени ионизации и других физических параметров этих образований [22,23]. В табл.1 приводятся отношения эквивалентных ширин эмиссионных линий к эмиссии в линии [OI] 6300 Å для отдельных сгущений объекта НН 448 и те же отношения для известного объекта НН1, хорошо изученных звезд типа Т Тельца HL Tau и XZ Tau [22,23], а также одной звезды, находящейся недалеко от НН 448 и связанной с кометарной

Таблица 1

ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ [OI] 6363, $H\alpha$ И [SII] 6717/6731 ПО ОТНОШЕНИЮ К ЛИНИИ [OI] 6300 ДЛЯ 5 СГУЩЕНИЙ НН448 И НЕКОТОРЫХ ДРУГИХ ОБЪЕКТОВ

	[OI]6363/6300	$H\alpha$ /[OI]6300	[SII]6717/31/[OI]6300	Литература
НН 448А	0.15	1.67	3.46	2005г. (наст. работа)
НН 448А	0.28	2.29	3.53	2003г. (наст. работа)
НН 448В	0.28	1.82	2.30	2005г. (наст. работа)
НН 448D	0.016	0.99	1.82	"
НН 448H	0.19	3.72	6.46	"
НН 448I	0.17	1.91	2.88	"
CN1	0.54	2.05	0.88	[20]
НН1	0.33	2.31	1.66	[22,23]
НН1 G	0.37	0.75	2.31	[24]
HL Tau	0.34	≥ 4.0	1.55	[22,23]
XZ Tau	0.37	≥ 2.38	2.02	[22,23]

туманностью CN1 [20]. В таблице приводятся также данные недавних наблюдений сгущения G-объекта НН 1 [24]. Как видно из данных таблицы, отношения интенсивностей эмиссионных линий для отдельных сгущений внутри объекта НН 448 значительно отличаются друг от друга, что свидетельствует о разности физических условий. К такому заключению приводит также сравнение прямых изображений объекта, полученных в линиях Na и [SII] 6717/6731 (см. рис.1).

В табл.2 приводятся координаты (2000.0), звездные величины в полосах J , H , K , B , R и собственные движения 5 сгущений НН 448 и звезд No 1 и No 2 вблизи объекта, по данным каталогов USNO B1 [25] и 2 MASS [26]. Как видно из данных этой таблицы, отдельные сгущения НН 448 очень слабы, и, естественно, в инфракрасных лучах ни одна из них не зарегистрирована. Следует обратить внимание на тот факт, что сгущения НН 448А и НН 448В имеют почти одинаковые собственные движения и, по-видимому, одинаковое направление в пространстве.

Таблица 2

КООРДИНАТЫ, ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И СОБСТВЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ ИССЛЕДОВАННЫХ ОБЪЕКТОВ ПО [25,26]

Объект	α (2000.0)	δ (2000.0)	J	H	K	B	R	μ_α	μ_δ
НН448А	21 ^h 00 ^m 30 ^s .7	52 ^o 29'29".4				20 ^m .2	18 ^m .7	+26	-4
НН448В	21 00 31.8	52 29 15.8				20.5	18.5	+20	-4
НН448D	21 00 32.7	52 29 31.1				-	18.9	0	0
НН448H	21 00 36.5	52 29 36.0				-	18.9	0	0
НН448I	21 00 37.6	52 29 20.7				-	18.8	0	0
Звезда No1	21 00 38.9	52 29 13.8	12 ^m .266	11 ^m .695	11 ^m .606	15.7	13.9	-22	+30
Звезда No2	21 00 28.7	52 28 58.9	14.055	13.361	13.171	19.1	16.4	-12	-26

3.2. *Спектры двух звезд вблизи туманности.* Как уже было сказано выше, объект НН 448 простирается на расстоянии порядка 1 угл. мин между звездами No 1 и No 2. Это самые близкие к туманности звезды.

На рис.4а, б приводятся спектры этих звезд. Звезда No1 (рис.1) имеет величину $B = 15^m.7$ [25]. Ее спектр типичен для карлика К средних спектральных подклассов: широкая депрессия с коротковолновой стороны триплета Mgb (5167, 5172, 5183 Å), который явно глубже дублета NaD . Полоса G значительно слабее, чем у звезд G поздних подклассов, а молекулярные полосы CaH , MgH и TiO , которые начинают проявляться у звезд К поздних подклассов, еще незаметны. Согласно стандартным критериям МК классификации [27-29], эти особенности соответствуют спектру K5V. В спектре звезды No2 (рис.1) видны многочисленные

абсорбционные линии Fe I, и значительно ослабленные по сравнению с классом F линии бальмеровской серии. Согласно тем же критериям [27-29], ее спектр можно уверенно отнести к типу G4-G5, так как здесь триплет Mgb почти незаметен, а NaD является самой сильной из наблюдаемых абсорбционных линий даже в сравнении с G-полосой. Принимая, что звезда принадлежит к Главной последовательности с абсолютной величиной $M_V = 5^m.2$ и показателем цвета $B - V = 0^m.68$ (для звезды

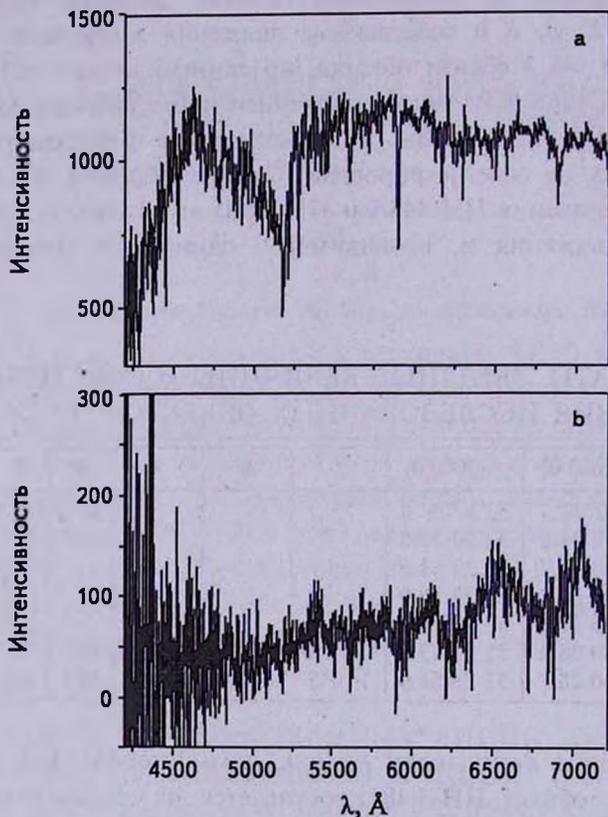


Рис.4. Спектры звезд No1 и No2.

спектрального класса G5), можно оценить ее расстояние. Согласно [25], звезда имеет величину $m_B = 19^m.1$. Следовательно, для звезды получается модуль расстояния $m - M = 13^m.22$ (4.3 кпк) без учета поглощения. Это значение намного превосходит известные оценки расстояния для Суг OB7 [30], и тем более оценки для Хавтаси 141 [31]. Причиной такого несоответствия может быть только наличие сильного поглощения. Принимая расстояние звезды, равным расстоянию до темного облака Хавтаси 141 400 пк [31], можно оценить поглощение. С учетом среднего значения коэффициента поглощения ($2^m.2$ на килопарсек), для поглощения

в области звезды получим $4^m.3$.

4. *Заключение.* Обобщая результаты настоящих спектральных наблюдений, можно отметить следующее.

Впервые получены спектры 5 отдельных сгущений объекта НН 448. Не вызывает сомнения, что все они являются объектами Хербига-Аро. Различия в отношениях интенсивностей эмиссионных линий у разных сгущений указывают на разницу физических условий в этих образованиях [32,33]. Соотношения между характерными эмиссионными линиями (см. табл.1) хорошо согласуются с таковыми, полученными для различных объектов НН [22-24] и звезд типа Т Тельца [20,22,23], указывая на очень низкую степень ионизации (порядка 3-5%) с электронной плотностью $10^3-10^4 \text{ см}^{-3}$ [32,33]. Интересно, что отношения типичных для НН-объектов эмиссионных линий имеют такие же значения и для звезд типа Т Тельца. По-видимому, эти линии у звезд типа Т Тельца образуются или в высоких хромосферных слоях звезды под действием ударной волны [8-12], или вследствие выброса газовой материи из недр звезды в виде джетов с соответствующими физическими параметрами. Не исключается также, что ННО представляют собой ранние стадии эволюции звезд типа Т Тау [5], так как многие из них, находясь достаточно далеко от предполагаемых материнских звезд, продолжают самостоятельно выживать. Если иметь в виду, что в спектрах почти половины классических Т Тау звезд зарегистрированы характерные для ННО эмиссионные линии [34], то можно предположить, что хотя бы часть этих объектов образуется уже при выбросе материи из недр звезды, или же рождается одновременно с ней. Так или иначе, несмотря на наличие огромного количества наблюдательного материала и большого интереса к ННО, проблема их происхождения и эволюции остается нерешенной.

Наши наблюдения показали, что ближайшие к НН 448 звезды No1 и No2 являются карликами Главной последовательности и за последние 7 лет не показали никаких изменений блеска. Отсутствие физической активности этих звезд является серьезным аргументом в пользу того, что они не связаны с объектом НН 448. Показано, что в области, где находится звезда No2, поглощение достигает до $4^m.3$. Следовательно, звезда не проектируется на темное облако Хавтаси 141, а находится внутри него.

В радиусе примерно 2 угл. мин от НН 448 расположены около десятка эмиссионных объектов и одна инфракрасная туманность, которая образовалась буквально за 2-3 года [16-20]. Все эти объекты проектируются на темное облако Хавтаси 141 и находятся на расстоянии порядка 400 пк [31]. По-видимому, они также не могут быть связаны

с HH 448. Спектральное исследование инфракрасной туманности позволило обнаружить слабый след непрерывного спектра [35], что свидетельствует о присутствии звезды глубоко в туманности. По этой аналогии, а также на основе факта, что в этой области поглощение очень большое, можно предполагать, что источник энергии, связанный с HH 448, также может быть расположен в глубине темного облака, в пользу чего свидетельствует почти одинаковое направление собственных движений HH 448A и HH 448B.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia, akarapet@bao.sci.am

² Астрономическая обсерватория "Рамон Мария Аллер" университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: oatamaz, oadoco@usc.es

SPECTRAL OBSERVATIONS OF HH 448

N.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN², J.A.DOCOBO²,
A.A.KARAPETIAN¹

Spectra of 5 condensations of Herbig-Haro object HH 448 are presented for the first time. Emission line intensities are showing low ionization of 3-5% and electron density of 10^3 - 10^4 cm⁻³. At the same time, condensations differ from each other by the observed physical conditions derived from their emission line intensities. We classified two nearest to HH 448 stars as main sequence dwarfs and conclude that they are not physically bounded to HH 448. It is shown also that the absorption in HH 448 region is at least 4^m.3.

Key words: *stars: spectra - individual: HH 448*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Haro, Astron. J., 55, 72, 1950.
2. G.Haro, Astrophys. J., 115, 572, 1952.
3. G.H.Herbig, Astrophys. J., 111, 11, 1950.
4. G.H.Herbig, Astrophys. J., 113, 697, 1951.
5. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюракан. обсерв., 13, 1954.
6. D.E.Osterbrock, Publ. Astron. Soc. Pacific., 70, 399, 1958.

7. Г.А.Гурздян, *Астрофизика*, 11, 531, 1975.
8. R.D.Schwartz, *Astrophys. J.*, 195, 631, 1975.
9. К.Н.Bohm, W.A.Siegmund, R.D.Schwartz, *Astrophys. J.*, 203, 399, 1976.
10. B.Reipurth, J.Bally, D.Devine, *Astron. J.*, 114, 2708, 1997.
11. B.Reipurth, D.Devine, *Astrophys. J.*, 428, L65, 1994.
12. D.Devine, J.Bally, B.Reipurth, S.Maethcote, *Astron. J.*, 114, 2095, 1997.
13. B.Reipurth, *A General Catalog Of NN Objects*, Elec.Published, 1999.
14. D.Devine, J.Bally, B.Reipurth, D.Shepherd, A.Watson, *Astron. J.*, 117, 2919, 1999.
15. D.Devine, B.Reipurth, J.Bally, T.J.Balonek, *Astron. J.*, 117, 2931, 1999.
16. Н.Д.Меликян, А.А.Каранетян, Л.Г.Ахвердян, А.Ц.Каранетян, *Астрофизика*, 39, 217, 1996.
17. Н.Д.Меликян, А.А.Каранетян, *Астрофизика*, 44, 265, 2001.
18. Г.А.Арутюнян, Н.Д.Меликян, *Астрофизика*, 44, 431, 2001.
19. Н.Д.Меликян, А.А.Каранетян, *Астрофизика*, 46, 353, 2003.
20. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Каранетян, *Астрофизика*, 49, 375, 2006.
21. V.L.Afanasyev, E.B.Guzhur, S.R.Zhelenkov, A.V.Moiseev, *Bull. Special Astrophys. Observ.*, 58, 90, 2005.
22. S.E.Strom, G.L.Grasdalen, K.M.Strom, *Astrophys. J.*, 191, 111, 1974.
23. К.Н.Bohm, W.A.Siegmund, R.D.Schwartz, *Astrophys. J.*, 203, 399, 1976.
24. B.Nisini, F.Bacciotti, T.Giannini et al., *Astron. Astrophys.*, 441, 159, 2005.
25. D.Monet, S.E.Levine, B.Canizian et al., *Astron. J.*, 125, 984, 2003. (<http://cdweb.u-strasbg.fr/viz-bin/vizier-source=I/284>).
26. R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S.Van Duk et al., *The 2MASS All-Sky Catalog. Final Release*, University of Massachusetts and IPAC/California Institute of Technology, 2003.[http: \(/www.ipac.caltech.edu/2mass/\)](http://www.ipac.caltech.edu/2mass/).
27. P.C.Keenan, *Publ. Astro. Soc. Pacif.*, 99, 713, 1987.
28. C.Jaschek, M.Jaschek, *The Classification of Stars*, Cambridge Univ. Press: Cambridge, 1987.
29. G.H.Jacoby, D.A.Hunter, C.A.Christian, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 56, 257, 1984.
30. P.T. de Zeeuw, R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, A.G.A.Brown, A.Blaauw, *Astron. J.*, 117, 354, 1999.
31. S.C.Simonson, H.W. van Someren Greve, *Astron. Astrophys.*, 49, 343, 1976.
32. P.Hartigan, J.A.Morse, J.Raymond, *Astrophys. J.*, 436, 125, 1994.
33. F.Bacciotti, J.Eisloffel, *Astron. Astrophys.*, 342, 717, 1999.
34. П.П.Петров, *Астрофизика*, 46, 611, 2003.
35. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Каранетян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, 50, 17, 2007.

СТРАТИФИКАЦИЯ ФОСФОРА В АТМОСФЕРЕ ХИМИЧЕСКИ ПЕКУЛЯРНОЙ В-ЗВЕЗДЫ HR 1512

Л.С.ЛЮБИМКОВ, Д.Б.ПОКЛАД, Т.М.РАЧКОВСКАЯ

Поступила 25 октября 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

Показано, что ряд эмпирических зависимостей свидетельствует о росте содержания фосфора $\log_e(P)$ с высотой в атмосфере HR 1512. Сюда относятся: а) корреляция $\log_e(P)$ с наблюдаемой эквивалентной шириной W_{λ} линий PII; б) корреляция $\log_e(P)$ с длиной волны линий; в) систематическое расхождение в значениях $\log_e(P)$ между линиями с разными потенциалами возбуждения E_i , а именно: линиям с меньшими E_i соответствует в среднем более высокое содержание $\log_e(P)$; г) четкая зависимость $\log_e(P)$ от средней геометрической высоты образования H_f . Кроме того, при предположении о постоянстве $\log_e(P)$ в атмосфере звезды получается систематическое расхождение между вычисленными эквивалентными ширинами W_{λ} и наблюдаемыми величинами W_{λ} . Методом проб и ошибок мы выбрали такое распределение содержания фосфора $\log_e(P)$ по высоте H , при котором отсутствует систематическое различие между W_{λ} и W_{λ} . Однако оказалось, что к такому же хорошему согласию между W_{λ} и W_{λ} приводит и более простое - ступенчатое - распределение $\log_e(P)$. Несмотря на неоднозначность решения, оба распределения имеют общие черты, а именно: 1) крутой подъем $\log_e(P)$ происходит в одной и той же области высот H , которой соответствуют оптические глубины $\tau_{5000} \approx 10^{-2} - 10^{-1}$, т.е. стратификация фосфора имеет место в достаточно высоких слоях атмосферы HR 1512; 2) верхняя граница $\log_{op}(P) = 8.9$ в обоих случаях одна и та же, так что в области подъема происходит повышение $\log_e(P)$ на 3.4 dex. Сравнение с имеющимися данными для звезд типов HgMn, Am и Ap показало, что у других CP-звезд наблюдаются близкие по величине крутые изменения в содержаниях \log_e некоторых элементов, причем примерно на тех же оптических глубинах или даже в более высоких слоях атмосферы.

Ключевые слова: *звезды химически пекулярные: содержания: стратификация*

1. *Введение.* Для химически пекулярных звезд (CP-звезд) спектральных классов А и В, т.е. для магнитных Ap-звезд, "металлических" Am-звезд и HgMn-звезд, характерен дефицит одних и избыток других химических элементов (детали см., например, в [1]). Мишо [2] впервые предложил объяснять такие аномалии диффузией атомов в достаточно стабильных атмосферах CP-звезд под действием двух противоположно направленных сил - гравитации и радиативного давления. Из теории диффузии, завоевавшей широкую популярность, следовало, что содержание ряда элементов может существенно зависеть от высоты в атмосфере, т.е. такие элементы должны обнаруживать стратификацию.

Напомним, что в качестве содержания какого-либо элемента Ei обычно рассматривают величину $\log_e(Ei) = \log N(Ei)/N(H) + 12.00$, где $N(Ei)$ и $N(H)$ - концентрации атомов элемента Ei и водорода H ,

соответственно. Для водорода, наиболее обильного элемента в атмосферах большинства звезд, принято $\log \epsilon(\text{H}) = 12.00$. Плотность в звездной атмосфере растет с глубиной, соответственно увеличиваются с глубиной и концентрации $N(\text{El})$ и $N(\text{H})$. Однако при этом отношение $N(\text{El})/N(\text{H})$, как считалось долгое время, должно оставаться постоянным. Тем не менее, возможны случаи, когда $N(\text{El})/N(\text{H})$ меняется с глубиной в атмосфере; это явление и стали называть стратификацией.

Из наблюдений CP-звезд для некоторых химических элементов действительно была найдена стратификация. В качестве примера можно указать работы Саванова и др. [3,4] и Саванова и Хубриг [5], где для звезд трех перечисленных выше типов - Ap, Am и HgMn - было исследовано вертикальное распределение хрома. В [3-5] ко всем звездам был применен единый метод, а именно: анализировались 8 линий 30-го мультиплета CrII в крыльях сильной бальмеровской линии H β и искалась зависимость содержания хрома $\log \epsilon(\text{Cr})$ от расстояния $\Delta \lambda$ до центра H β . Так как линии CrII с разными $\Delta \lambda$ формируются на разных уровнях в атмосфере (чем меньше $\Delta \lambda$, тем выше образуется линия), полученная зависимость $\log \epsilon(\text{Cr})$ от $\Delta \lambda$ отражала реальный ход содержания хрома с высотой. Аппроксимация этой зависимости прямой линией показала, что, например, в случае HgMn-звезд наблюдаемое повышение $\log \epsilon(\text{Cr})$ достигает 0.7 dex [5].

К HgMn-звездам, для которых характерны эффективные температуры T_{eff} от 11000 до 14000 К, примыкает немногочисленная группа несколько более горячих CP-звезд с ослабленными линиями гелия (He-weak stars), для которых проблема стратификации элементов, насколько нам известно, практически не исследована. В нашей недавней работе [6] был изучен химический состав звезды HR 1512, принадлежность которой к типу He-weak была установлена в [7]. Для нее был обнаружен значительный избыток фосфора - около 1.6 dex в среднем, т.е. повышение в 40 раз относительно Солнца (отсюда был сделан вывод, что звезда принадлежит к подтипу PGa). Было высказано предположение, что содержание фосфора (а также гелия, см. [6]) растет с высотой в атмосфере звезды. В настоящей работе мы исследуем проблему стратификации фосфора у HR 1512 более подробно. Напомним, что звезде HR 1512 соответствуют эффективная температура $T_{\text{eff}} = 15200$ К, ускорение силы тяжести в атмосфере $\log g = 3.52$ и параметр микротурбулентности $V_t = 1.5$ км/с [6]. Именно эти величины приняты в дальнейших расчетах.

2. *Свидетельства стратификации фосфора.* Мы несколько уточнили содержания фосфора $\log \epsilon(\text{P})$, определенные по линиям PII в [6]. Во-первых, из 19 линий PII, использованных в [6], была исключена линия 4602.07 Å, так как она заметно выпадала из общих зависимостей, обсуждаемых ниже. Эквивалентная ширина этой линии измеряется

уверенно, и мы предполагаем, что причиной расхождений явилось завышение силы осциллятора $\log gf$ для 4602.07 Å примерно на 0.1 dex и, как следствие, занижение на ту же величину $\log \epsilon(\text{P})$. Во-вторых, для всех линий была уточнена величина штарковского загухания по последней версии базы данных VALD [8]. Это привело к некоторому изменению индивидуальных значений $\log \epsilon(\text{P})$ по отдельным линиям, однако среднее содержание фосфора изменилось по сравнению с [6] всего лишь на 0.01 dex и составило $\log \epsilon(\text{P}) = 7.08 \pm 0.29$ (старое значение $\log \epsilon(\text{P}) = 7.08 \pm 0.32$ [6]). В табл.1 приведен список 18 линий PII, их потенциалы возбуждения нижнего уровня E_i и силы осцилляторов $\log gf$ согласно данным NIST [9], а также наблюдаемые эквивалентные ширины W_{obs} в mÅ и найденное нами содержание фосфора $\log \epsilon(\text{P})$.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ЛИНИЙ PII И
СОДЕРЖАНИЕ ФОСФОРА

Линия	E_p eV	$\log gf$	W_{obs} mÅ	$\log \epsilon(\text{P})$
4420.71	11.02	-0.33	29	6.87
4475.27	13.09	0.44	20	6.64
4499.23	13.38	0.47	25	6.88
4588.03	12.81	0.58	33	6.71
4589.85	12.79	0.40	27	6.75
4626.71	12.81	-0.32	6	6.68
4943.50	12.85	0.06	18	6.91
5253.48	11.02	0.32	70	7.28
5296.08	10.80	-0.16	57	7.32
5409.72	10.76	-0.39	42	7.19
5425.88	10.80	0.18	72	7.19
5450.74	13.09	-0.13	14	7.13
6024.18	10.76	0.14	82	7.59
6034.04	10.74	-0.22	56	7.44
6043.08	10.80	0.42	90	7.46
6055.50	13.38	0.06	12	7.05
6087.84	10.76	-0.35	40	7.23
6165.60	10.80	-0.34	34	7.10

На рис. 1а представлена зависимость $\log \epsilon(\text{P})$ от эквивалентной ширины W_{obs} линий PII. Как уже отмечалось в [6], между этими величинами наблюдается корреляция, а именно: линии с $W_{obs} < 40$ mÅ показывают относительно низкое (тем не менее, повышенное относительно Солнца) содержание фосфора, в то время как более сильные линии с $W_{obs} = 40 - 90$ mÅ дают избыток, растущий с увеличением W_{obs} . Согласно [6], такой тренд величины $\log \epsilon(\text{P})$ невозможно объяснить ошибкой в параметре микротурбулентности V_t . Действительно, чтобы устранить тренд, вместо параметра $V_t = 1.5$ км/с, найденного в [6] по линиям FeII,

пришлось бы принять сильно завышенное значение $V_i = 9$ км/с. Так как чем сильнее линия, тем выше она формируется в атмосфере, мы приходим к заключению, что рис. 1а отражает реальный рост содержания фосфора с высотой.

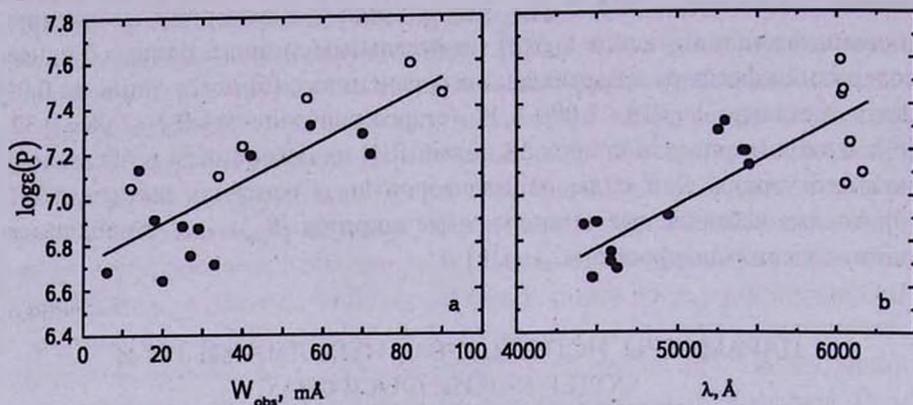


Рис. 1. Содержание фосфора как функция а) наблюдаемой эквивалентной ширины W_{obs} и б) длины волны λ линий PII. Прямые проведены методом наименьших квадратов. Открытыми кружками представлены линии PII в узком интервале λ между 6000 и 6200 Å.

На рис. 1б представлена зависимость $\log_e(P)$ от длины волны λ линий. И в этом случае наблюдается явный тренд величины $\log_e(P)$, т.е. содержание фосфора демонстрирует тенденцию к повышению с ростом λ . Это объясняется прежде всего тем, что имеются систематические различия в наблюдаемых эквивалентных ширинах W_{obs} у линий с разными λ . С одной стороны, как видно из табл. 1, все линии с $\lambda < 5000 \text{ \AA}$ относительно слабы ($W_{obs} = 6 - 33 \text{ m\AA}$) и, следовательно, образуются сравнительно глубоко в атмосфере звезды. С другой стороны, большинство линий с $\lambda > 5200 \text{ \AA}$ заметно сильнее (для 9 из 11 линий $W_{obs} = 34 - 90 \text{ m\AA}$), т.е. они образуются в более высоких слоях атмосферы. Таким образом, рис. 1б отчасти является следствием рис. 1а. Дополнительный эффект дает то обстоятельство, что непрозрачность атмосферы в континууме заметно растет с длиной волны. Например, на тех высотах H , где имеет место стратификация (см. ниже), непрозрачность возрастает в 1.8 раза при увеличении λ от 4400 до 6200 Å. Это означает, что линии PII в красной области спектра образуются заметно выше, чем линии с такими же эквивалентными ширинами W_{obs} в синей области.

Отметим, что разброс точек на рис. 1б около прямой линии, проведенной методом наименьших квадратов, объясняется прежде всего различием в W_{obs} . Это видно на примере шести точек в узком интервале λ между 6000 и 6200 Å (открытые кружки), которые на рис. 1б дают существенный разброс, но на рис. 1а показывают достаточно монотонную

зависимость от W_{obs} .

Согласно Рябчиковой и др. [10], одним из признаков стратификации элемента может быть систематическое различие в его содержании $\log \epsilon$ между линиями с разными потенциалами возбуждения E_i . На рис.2 представлена зависимость $\log \epsilon(P)$ от E_i для исследованных линий РП. Видим, что все линии четко разделяются на две группы по величине E_i , а именно: $E_i = 10.7 - 11.0$ eV и $E_i = 12.8 - 13.4$ eV. В каждой группе имеется достаточно большой разброс значений $\log \epsilon(P)$ - порядка 0.5 dex, обусловленный главным образом различиями в W_{obs} . Однако при этом первая группа линий показывает систематически более высокие содержания

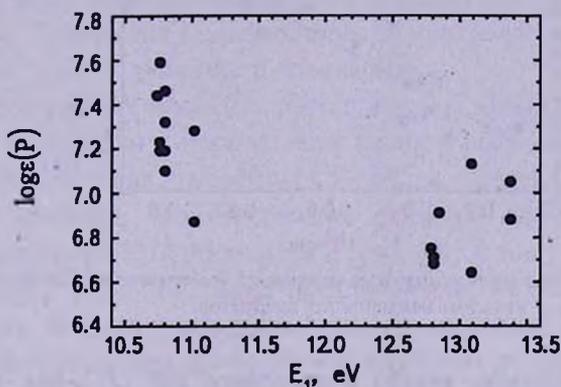


Рис.2. Содержание фосфора как функция потенциала возбуждения E_i нижнего уровня.

$\log \epsilon(P)$, чем вторая группа. Линии с более высокими потенциалами возбуждения E_i требуют для своего образования и более высоких температур, т.е. они формируются в более глубоких слоях. Таким образом, рис.2 тоже свидетельствует об увеличении содержания фосфора с высотой в атмосфере HR 1512.

При определении содержания $\log \epsilon(P)$ для каждой линии РП из табл.1 мы вычисляли среднюю оптическую глубину образования τ_w ее эквивалентной ширины. При вычислении τ_w использовался метод, описанный в [11]. Затем по модели атмосферы HR 1512 для каждого значения τ_w была определена соответствующая геометрическая высота формирования H_i в атмосфере звезды. Принято, что высота $H = 0$ соответствует уровню $\tau_{5000} = 1$, где τ_{5000} - оптическая глубина в континууме на длине волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$. На рис.3 представлена зависимость $\log \epsilon(P)$ от высоты формирования H_i исследованных линий. Прямая линия, проведенная методом наименьших квадратов, демонстрирует отчетливую корреляцию между $\log \epsilon(P)$ и H_i (коэффициент корреляции равен 0.93). Зависимость $\log \epsilon(P)$ от высоты образования линий является наиболее прямым свидетельством роста содержания фосфора с высотой. Отметим,

что профиль линии формируется в довольно протяженной области атмосферы, поэтому средняя глубина образования $\tau_{\text{ли}}$ является достаточно условной величиной. На этом основании можно считать, что рис.3 дает лишь качественное представление о соотношении высот формирования исследованных линий РII, т.е. какая из них образуется выше, а какая - глубже. В количественном же отношении рис.3 может не соответствовать

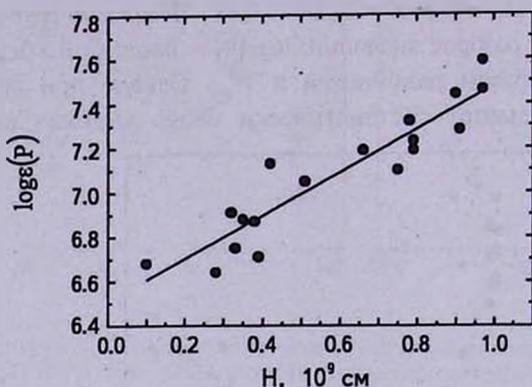


Рис.3. Зависимость содержания фосфора от средней геометрической высоты образования линий. Прямая проведена методом наименьших квадратов.

реальному распределению $\log \epsilon(P)$ в атмосфере HR 1512 (см. ниже).

В принципе, на зависимости, изображенные на рис.1-3, могли повлиять некоторые неопределенности в расчетах линий РII, например, систематические ошибки в силах осцилляторов $\log gf$. Как отмечено выше, мы использовали значения $\log gf$ из базы данных NIST [9]. Можно сравнить их со значениями $\log gf$ из базы VALD [8]; важно, что данные [8] и [9] для линий РII основаны на разных, независимых источниках. Такое сравнение показало, что различия в $\log gf$ колеблются от 0.00 до 0.15 dex, т.е. они сравнимы с ошибкой определения $\log gf$, составляющей в [8] и [9] около 0.10 dex. Таким образом, неопределенности в силах осцилляторов никак не могут объяснить полученные вариации содержания фосфора $\log \epsilon(P)$, достигающие почти порядка величины (см. табл.1 и рис.3).

В расчетах линий РII сначала мы использовали модель атмосферы, рассчитанную в [6] для нормального химического состава. (Напомним, что модель была вычислена по программе ATLAS9 Куруца [12] в соответствии с указанными выше параметрами $T_{\text{эф}} = 15200$ К и $\log g = 3.52$.) Однако исследуемая звезда имеет пекулярный химический состав. Это обстоятельство, вообще говоря, также могло повлиять на $\log \epsilon(P)$. Мы пересчитали модель атмосферы HR 1512, приняв аномальное содержание элементов, найденное нами в [6]. Оказалось, что содержание $\log \epsilon(P)$ меняется очень мало - на

несколько сотых для отдельных линий и на 0.01 в среднем.

Итак, мы рассматриваем зависимости, представленные на рис.1-3, как эмпирическое подтверждение стратификации фосфора в атмосфере звезды HR 1512. Возникает вопрос о подборе такого распределения $\log \epsilon(P)$ по высоте H , которое могло бы объяснить наблюдаемые корреляции.

3. Подбор распределения $\log \epsilon(P)$ по высоте в атмосфере. Расчеты линий PII проводились нами с помощью программы DASA, первоначально описанной в [11] и позже усовершенствованной. В ней было заложено условие постоянства содержаний $\log \epsilon$ всех элементов по глубине. Теперь мы модифицировали программу, введя возможность изменения $\log \epsilon$ с высотой в атмосфере.

Если содержание элемента растет наружу, можно предположить, что этот рост начинается с нормального (солнечного) содержания в относительно глубоких слоях атмосферы CP-звезды. Следуя такому предположению, мы приняли, что содержание фосфора $\log \epsilon(P)$ в сравнительно глубоких слоях HR 1512 постоянно и совпадает с солнечным содержанием $\log \epsilon_{\odot}(P) = 5.46$ [13]. Мы также предположили, что при приближении к поверхности имеется переходная зона, где величина $\log \epsilon(P)$ повышается до некоторого значения, и в более высоких слоях это измененное значение сохраняется постоянным. Отметим, что подобная модель для распределения $\log \epsilon$ в атмосферах CP-звезд использовалась и другими авторами при исследовании стратификации некоторых элементов (см., например, [4, 10]).

При подборе эмпирического распределения $\log \epsilon(P)$ в атмосфере звезды HR 1512 мы основывались на сравнении теоретических эквивалентных шири W_{th} линий PII с наблюдаемыми величинами W_{obs} . Мы стремились

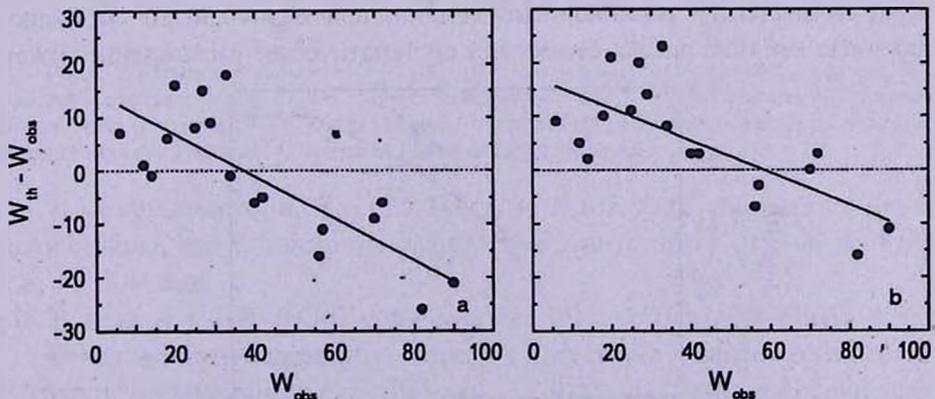


Рис.4. Зависимость разности $W_{th} - W_{obs}$ от наблюдаемой эквивалентной ширины W_{obs} для следующих случаев: а) содержание фосфора в атмосфере постоянно и равно $\log \epsilon(P) = 7.08$; б) распределение $\log \epsilon(P)$ соответствует прямой, показанной на рис.3. Сплошные прямые линии проведены методом наименьших квадратов.

выполнить два условия, а именно: разность $W_{th} - W_{obs}$ не должна показывать тренда с величиной W_{obs} и, кроме того, эта разность не должна систематически отличаться от нуля. Другими словами, мы добивались наилучшего согласия между расчетами и наблюдениями.

Прежде всего, мы построили зависимость разности $W_{th} - W_{obs}$ от наблюдаемой эквивалентной ширины W_{obs} для случая, когда содержание фосфора в атмосфере постоянно и равно найденному выше среднему значению $\log_e(P) = 7.08$. Рис.4а показывает, что в этом далеком от реальности случае, как и следовало ожидать, имеет место сильное систематическое расхождение между теорией и наблюдениями. Значения W_{th} для слабых линий оказались завышенными, а для более сильных линий - заниженными. Это еще раз подтверждает, что содержание фосфора в атмосфере HR 1512 не может быть постоянным.

Следующим шагом было построение зависимости $W_{th} - W_{obs}$ от W_{obs} для случая, когда содержание $\log_e(P)$ меняется с высотой H в соответствии с прямой линией, показанной на рис.3. Эта прямая охватывает интервал высот H от $0.10 \cdot 10^9$ см до $0.97 \cdot 10^9$ см или в шкале оптических глубин τ_{5000} от 0.8 до 0.07 (связь между H и τ_{5000} задается моделью атмосферы HR 1512). Мы продолжили прямую в глубокие слои атмосферы до достижения солнечного содержания $\log_e(P) = 5.46$; это произошло при значении $H_{low} = -1.08 \cdot 10^9$ см или на оптической глубине $\tau_{5000} \approx 7$. Глубже величина $\log_e(P)$ считалась постоянной и равной 5.46. Отметим, что столь глубокие слои практически не оказывают никакого влияния на формирование линий. Верхнюю границу интервала высот H_{up} мы варьировали, принимая $\log_e(P) = \text{const}$ при $H > H_{up}$ (согласно предположению, принятому выше).

На рис.4б показана зависимость $W_{th} - W_{obs}$ от W_{obs} , когда распределение $\log_e(P)$ соответствует указанной прямой линии при $H_{up} = 0.90 \cdot 10^9$ см. Видно, что здесь, как и на рис.4а, существует систематическое расхождение между

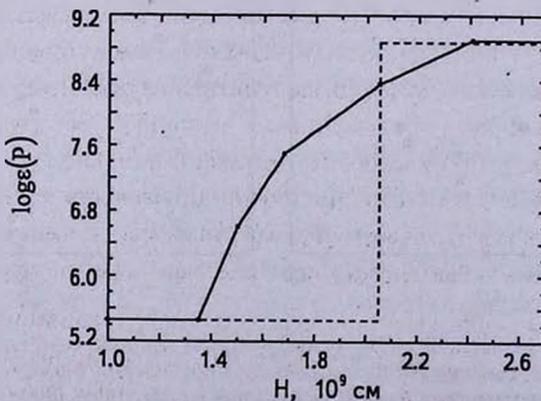


Рис.5. Два возможных распределения $\log_e(P)$ в атмосфере HR 1512.

расчетами и наблюдениями, хотя тренд здесь менее крутой (наклон прямой линии, проведенной методом наименьших квадратов, меньше на 30%). Следует отметить, что повышение или понижение H_{sp} не устраняет тренда на рис.4b, а лишь сдвигает всю зависимость по вертикальной оси соответственно вверх или вниз. Мы уже отмечали, что понятие средней глубины образования τ_w (или соответствующей высоты H_p) достаточно условно. Кроме того, при вычислении τ_w не был учтен эффект стратификации. Вероятно, именно по этим причинам использование зависимости $\log_e(P)$ от H_p , показанной на рис.3, не приводит к радикальному улучшению соответствия между теоретическими и наблюдаемыми эквивалентными ширинами.

Чтобы найти искомое распределение величины $\log_e(P)$ по высоте H , мы просчитали более 40 вариантов, все время сдвигая это распределение в сторону бóльших высот. В результате была получена зависимость $\log_e(P)$ от H , представленная на рис.5 ломаной линией. Она имеет следующие характеристики:

1) при $H < 1.35 \cdot 10^9$ см величина $\log_e(P)$ постоянна и равна 5.46 - это нормальное (солнечное) содержание;

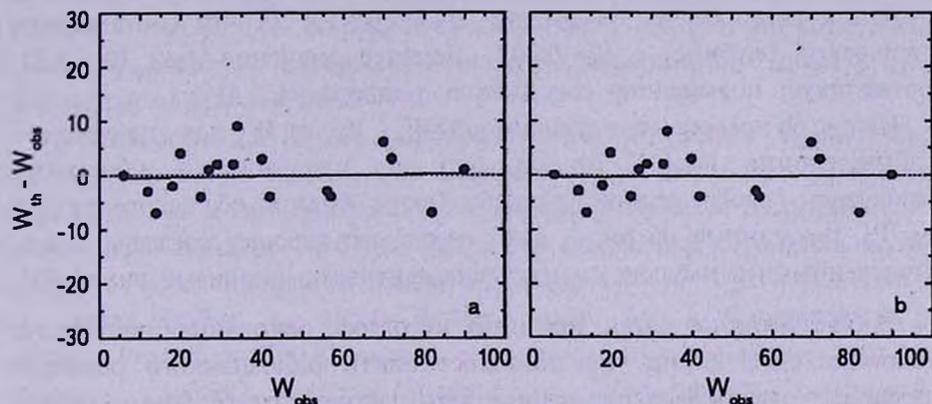


Рис.6. Зависимость разности $W_{th} - W_{obs}$ от наблюдаемой эквивалентной ширины W_{obs} для двух распределений $\log_e(P)$, представленных на рис.5: а) для сплошной ломаной линии; б) для ступенчатого распределения, показанного штриховой линией. Сплошные прямые линии проведены методом наименьших квадратов.

2) между высотами $H = 1.35 \cdot 10^9$ см и $H = 2.41 \cdot 10^9$ см имеется переходная зона, где содержание $\log_e(P)$ круто возрастает от 5.46 до 8.90, т.е. на 3.44 dex;

3) при $H > 2.41 \cdot 10^9$ см величина $\log_e(P)$ постоянна и равна 8.90.

Отметим, что переходной зоне соответствует область оптических глубин в непрерывном спектре τ_{5000} от 0.02 до 0.0007, т.е. речь идет о достаточно высоких атмосферных слоях.

На рис.6а показана соответствующая зависимость $W_{th} - W_{obs}$ от W_{obs} .

Видим, что прямая линия, проведенная методом наименьших квадратов, практически не отличается от нулевой (штриховой) линии. Таким образом, выполнены оба условия, поставленные выше, а именно: разность $W_{sh} - W_{obs}$ не показывает тренда с величиной W_{obs} и, кроме того, эта разность в среднем равна нулю.

Саванов и др. [4] при исследовании вертикального распределения хрома в атмосферах Ам-звезд и магнитных Ар-звезд использовали простейшую модель - ступенчатое распределение $\log \epsilon(\text{Cr})$. Предполагалось, что величина $\log \epsilon(\text{Cr})$ меняется на какой-то глубине скачком; ставилась задача определить величину скачка и его положение в атмосфере звезды. Для сравнения мы рассмотрели аналогичное распределение для содержания фосфора $\log \epsilon(\text{P})$ в случае HR 1512. Был просчитан ряд вариантов, в которых варьировались высота H_0 , где расположен скачок $\log \epsilon(\text{P})$, и верхнее значение $\log \epsilon_{up}(\text{P})$ содержания фосфора. Оказалось, что параметр H_0 определяет наклон зависимости $W_{sh} - W_{obs}$ от W_{obs} , в то время как величина $\log \epsilon_{up}(\text{P})$ регулирует отличие $W_{sh} - W_{obs}$ от нулевой линии. В результате однозначно было получено ступенчатое распределение содержания фосфора, показанное на рис.5 штриховой линией. Здесь ступенька расположена на высоте $H_0 = 2.05 \cdot 10^9$ см, что соответствует оптической глубине $\tau_{5000} = 0.002$. Верхнее значение $\log \epsilon_{up}(\text{P}) = 8.87$ соответствует повышению содержания фосфора на 3.41 dex.

На рис.6b представлена зависимость $W_{sh} - W_{obs}$ от W_{obs} для ступенчатого распределения $\log \epsilon(\text{P})$. Видим, что она практически идентична зависимости, изображенной на рис.6a. Таким образом, оба распределения $\log \epsilon(\text{P})$, показанные на рис.5, дают одинаково хорошее согласие между вычисленными и наблюдаемыми эквивалентными ширинами линий PII.

4. *Обсуждение.* Итак, принятая методика, основанная на анализе эквивалентных ширин, не позволяет найти однозначного решения проблемы - подбора распределения $\log \epsilon(\text{P})$ по высоте H . Тем не менее, оба распределения, представленные на рис.5, имеют некоторые общие особенности. Во-первых, быстрое увеличение содержания фосфора $\log \epsilon(\text{P})$ происходит в одной и той же области высот H , которой соответствуют оптические глубины $\tau_{5000} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$. Таким образом, стратификация фосфора имеет место в достаточно высоких слоях атмосферы HR 1512. Во-вторых, верхняя граница $\log \epsilon_{up}(\text{P}) = 8.9$ в обоих случаях практически одна и та же, т.е. в переходной зоне происходит повышение $\log \epsilon(\text{P})$ на 3.4 dex.

Как уже отмечалось, стратификация химических элементов в звездах типа helium-weak практически не исследована. Эта проблема рассматривалась лишь для менее горячих и менее массивных звезд типов Ар, Ам и HgMn. Более того, фосфор как объект стратификации никогда не изучался.

Тем не менее, интересно было бы сравнить, хотя бы качественно, наши результаты по фосфору для HR 1512 с теми данными, которые были получены по другим элементам для других CP-звезд.

Среди звезд типа helium-weak выделяют три подтипа - PGa, Si и TiSr; значительный избыток фосфора свидетельствует о принадлежности HR 1512 к подтипу PGa. Предполагается, что звезды подтипа PGa являются продолжением в область более высоких температур ртутно-марганцевых звезд (по-видимому, и те и другие не имеют ни заметных магнитных полей, ни пятен химического состава на поверхности). Саванов и Хубриг [5] исследовали стратификацию хрома у HgMn-звезд. Как уже указывалось, они анализировали линии CrII в крыльях сильной бальмеровской линии H β и искали зависимость содержания хрома $\log_e(\text{Cr})$ от расстояния Δl до центра H β . Согласно их данным, наблюдаемое повышение $\log_e(\text{Cr})$ достигает 0.7 dex. Если оценивать наблюдаемое повышение содержания фосфора $\log_e(\text{P})$ у HR 1512 по прямым линиям на рис.1a или 3, оно составляет около 0.8 dex. Следовательно, что касается наблюдаемого увеличения содержания P у HR 1512 и содержания Cr у HgMn-звезд, они вполне сопоставимы. Отметим, что избыток хрома у HgMn-звезд в [5] варьируется от 0 до 0.8 dex, в то время как у HR 1512 он составляет 0.5 dex [6]. Было бы интересно поискать стратификацию хрома у HR 1512 методом, описанным в [5].

К сожалению, в [5] не подбиралось распределение $\log_e(\text{Cr})$ для HgMn-звезд. Такой подбор был выполнен в [4] для более холодных звезд типов Am и Ap, причем было принято ступенчатое распределение хрома. Было найдено, что для Am-звезд положение ступеньки соответствует росселандовой оптической глубине $\tau_R \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ (отметим, что шкала глубин τ_R очень близка шкале τ_{5000}). В частности, у звезды σ Peg ($T_{\text{эф}} = 9800$ K) скачок в содержании хрома происходит на глубине $\tau_R \approx 0.002$, которая фактически совпадает со значением $\tau_{5000} = 0.002$, найденным выше для ступенчатого распределения фосфора в случае HR 1512.

Интересные результаты относительно стратификации ряда химических элементов получены в [10] для магнитной Ap-звезды γ Equ ($T_{\text{эф}} = 7700$ K). Отметим, что у магнитных Ap-звезд могут наблюдаться распределения \log_e , обратные тем, которые получаются для немагнитных CP-звезд типов Am и HgMn (например, содержание хрома может с высотой понижаться, см. [3]). В [10] показано, что в атмосфере γ Equ на оптических глубинах $-1.5 < \log \tau_{5000} < -0.5$ происходит резкое падение содержаний Fe, Cr, Na, Si, Ca и Ba. Уменьшение \log_e различно для разных элементов - от 1.8 dex для Si до почти 4 dex для Ca. В частности, изменение содержания железа составило 3.5 dex, что по величине

соответствует повышению содержания фосфора на 3.4 dex у HR 1512. Для двух редкоземельных элементов - Pr и Nd - найдено увеличение содержания более чем на 6 dex в высоких слоях атмосферы, соответствующих оптическим глубинам $\tau_{5000} < 10^{-8}$.

Мы приходим к выводу, что наши результаты относительно стратификации фосфора в атмосфере HR 1512 не противоречат приведенным данным. У других CP-звезд наблюдаются близкие по величине крутые изменения в содержаниях $\log \epsilon$ некоторых элементов, причем примерно на тех же оптических глубинах или даже в более высоких слоях атмосферы.

Представляет интерес сравнение полученных результатов с выводами теории. В последние годы Мишо и его соавторы (см., например, [14, 15]) радикально изменили первоначальную модель, в которой разделение химических элементов вследствие диффузии происходило непосредственно в атмосферах CP-звезд. Теперь, согласно их расчетам, химические аномалии (в том числе и избыток фосфора) возникают в гораздо более глубоких слоях под атмосферой. В частности, у Am-звезд это происходит на глубинах с температурами $T \approx 200000$ K, где находится конвективная зона железа. В результате получается, что химические аномалии не являются чисто поверхностным явлением, как считалось раньше, но охватывают значительную часть звезды (около 0.1 ее радиуса). В случае HgMn-звезд, как показал Ситон [16], аномалии элементов группы железа могут возникать вплоть до глубин с температурой $T \approx 10^6$ K. Предполагается, что на поверхности CP-звезд наблюдаются как раз те пекулярные содержания $\log \epsilon$, которые сформировались в указанных глубоких слоях.

Видим, что в этих моделях пока нет места для стратификации элементов в атмосферах CP-звезд. Между тем, имеющиеся данные, в том числе и наши результаты по фосфору подтверждают, что такая стратификация существует. Это означает, что в таких моделях при переходе к поверхностным слоям, включая и саму атмосферу, содержания $\log \epsilon$ должны испытывать значительные вариации (на такую возможность, в частности, указывают расчеты [16]). Мы полагаем, что модели, подобные [14-16], необходимо усовершенствовать с учетом эмпирических данных о стратификации элементов в атмосферах CP-звезд.

5. Заключение. Подведем некоторые итоги. Мы показали, что ряд эмпирических зависимостей свидетельствует о росте содержания фосфора $\log \epsilon(\text{P})$ с высотой в атмосфере HR 1512. Сюда относятся: а) корреляция $\log \epsilon(\text{P})$ с наблюдаемой эквивалентной шириной $W_{\text{эм}}$ линий PII; б) корреляция $\log \epsilon(\text{P})$ с длиной волны линий; в) систематическое расхождение в значениях $\log \epsilon(\text{P})$ между линиями с разными потенциалами возбуждения E_p , а именно: линиям с меньшими E_p соответствует в среднем более

высокое содержание $\log \epsilon(\text{P})$; г) четкая зависимость $\log \epsilon(\text{P})$ от средней высоты образования H_f . Кроме того, при предположении о постоянстве $\log \epsilon(\text{P})$ в атмосфере звезды получается систематическое расхождение между вычисленными ширинами W_m и наблюдаемыми величинами W_{obs} .

Мы поставили задачу подобрать такое распределение содержания фосфора $\log \epsilon(\text{P})$ по высоте H , при котором отсутствует систематическое различие между W_m и W_{obs} . Методом проб и ошибок нужное распределение было найдено. Однако оказалось, что к такому же хорошему согласию между W_m и W_{obs} приводит и более простое - ступенчатое - распределение $\log \epsilon(\text{P})$. Несмотря на неоднозначность решения, оба распределения имеют общие черты, а именно: 1) крутой подъем $\log \epsilon(\text{P})$ происходит в одной и той же области высот H , которой соответствуют оптические глубины $\tau_{5000} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$, т.е. стратификация фосфора имеет место в достаточно высоких слоях атмосферы HR 1512; 2) верхняя граница $\log \epsilon_{\text{up}}(\text{P}) = 8.9$ в обоих случаях одна и та же, так что в области подъема происходит повышение $\log \epsilon(\text{P})$ на 3.4 dex.

Проблема стратификации в звездах типа He-weak практически не исследована. Более того, фосфор как объект стратификации никогда не изучался. Поэтому, что касается сравнения с опубликованными данными, мы могли сопоставить наши результаты по фосфору для HR 1512 лишь с тем, что было получено по другим элементам для CP-звезд других типов. Такое сравнение с имеющимися данными для звезд типов HgMn, Am и Ap показало, что у других CP-звезд наблюдаются близкие по величине круглые изменения в содержаниях $\log \epsilon$ некоторых элементов, причем примерно на тех же оптических глубинах или даже в более высоких слоях атмосферы.

В заключение перечислим, что можно было бы сделать в будущем. Мы предполагаем, что проблему неоднозначности искомого распределения $\log \epsilon(\text{P})$ в атмосфере HR 1512, возможно, удалось бы решить, если вместо эквивалентных ширин линий PII анализировать их профили. Далее, для повышения надежности такой анализ следовало бы провести при отказе от условия ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). К сожалению, не-ЛТР расчеты линий PII в настоящее время затруднены из-за отсутствия необходимых данных для атома фосфора, в частности, данных о сечениях фотоионизации. В связи с проблемой не-ЛТР интересно отметить, что обнаруженная в [6] стратификация гелия была основана на не-ЛТР анализе линий HeI. Таким образом, учет отклонений от ЛТР, вообще говоря, не снимает проблему стратификации.

Возможно, следовало бы также учесть в расчетах линий PII сверхтонкую структуру (hfs) энергетических уровней. Нам не удалось найти в литературе каких-либо hfs-данных для этих линий. Сама по себе эта проблема достаточно сложна, как хорошо видно на примере линий MnII [17].

Поэтому она, как и проблема не-ЛТР, требует отдельного рассмотрения. Следовало бы также пересчитать модель атмосферы HR 1512 с учетом того, что содержание фосфора, а также гелия (см. [6]) существенно повышается с высотой. Предварительно необходимо получить распределение содержания гелия. Интересно было бы проанализировать стратификацию фосфора не только у HR 1512, но также у HgMn-звезд, для которых характерен избыток этого элемента порядка 1-2 dex.

Мы благодарим проф. Н.А.Сахибуллина, за полезные замечания.

НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина
e-mail: lyub@crao.crimea.ua poklad@crao.crimea.ua rtm@crao.crimea.ua

PHOSPHORUS STRATIFICATION IN THE ATMOSPHERE OF THE CHEMICALLY PECULIAR B-TYPE STAR HR 1512

L.S.LYUBIMKOV, D.B.POKLAD, T.M.RACHKOVSKAYA

It is shown that a number of empirical relations testify of increase of the phosphorus abundance $\log\epsilon(P)$ with height in the atmosphere of HR 1512. There are the following relations: a) correlation of $\log\epsilon(P)$ with the observed equivalent width W_{obs} of PII lines; b) correlation of $\log\epsilon(P)$ with the wavelength of the lines; c) systematic difference in $\log\epsilon(P)$ between the lines with different excitation potentials E_p , namely: the greater abundance $\log\epsilon(P)$ corresponds on average to the lines with less E_p ; d) clear dependence of $\log\epsilon(P)$ on the mean geometrical height of formation H_f . Moreover, when assuming the $\log\epsilon(P)$ constancy in the star's atmosphere, one obtains a systematic discrepancy between the computed equivalent widths W_{th} and the observed values W_{obs} . By using the trial and error method we picked out just the distribution of the phosphorus abundance $\log\epsilon(P)$ on the height H , where there is no systematic discrepancy between W_{th} and W_{obs} . However, the same good agreement between W_{th} and W_{obs} results from the simpler - stepped - distribution of $\log\epsilon(P)$. In spite of the multivalued solution, both distributions have common features, namely: 1) the sharp $\log\epsilon(P)$ enhancement occurs in the same region of heights H with corresponding optical depths $\tau_{5000} \approx 10^{-2} - 10^{-3}$, i.e. the phosphorus stratification takes place in rather high layers of the star's atmosphere; 2) the upper limit $\log\epsilon_{up}(P) = 8.9$ is the same in both cases, so the $\log\epsilon(P)$ enhancement in this region is 3.4dex. Comparison with available data for

HgMn-, Am- and Ap-type stars showed that for other CP-stars the similar sharp changes in abundances $\log \epsilon$ of some elements are observed and on the same optical depths or in even higher layers of the atmosphere.

Key words: *stars:chemically peculiar:abundances:stratification*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.С.Любимков, Химический состав звезд: метод и результаты анализа, Одесса, Астропринт, 1995.
2. G.Michaud, *Astrophys. J.*, **160**, 641, 1970.
3. И.С.Саванов, О.П.Кочухов, В.В.Цымбал, *Астрофизика*, **44**, 79, 2001.
4. И.С.Саванов, О.П.Кочухов, В.В.Цымбал, *Астрофизика*, **44**, 253, 2001.
5. I.Savanov, S.Hubrig, *Astron. Astrophys.*, **410**, 299, 2003.
6. Т.М.Рачковская, Л.С.Любимков, С.И.Ростопчин, *Астрон. ж.*, **83**, 146, 2006.
7. L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, D.L.Lambert, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **351**, 745, 2004.
8. F.Купка, N.Е.Рискун, Т.А.Рябчикова et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **138**, 119, 1999.
9. W.L.Wiese, J.R.Fuhr, NIST Atomic Spectra Database, Lines Data, 1999; <http://www.nist.gov/srd/atomic.htm>.
10. T.Ryabchikova, N.Piskunov, O.Kochukhov et al., *Astron. Astrophys.*, **384**, 545, 2002.
11. Л.С.Любимков, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., **62**, 44, 1980.
12. R.Kurucz, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km s⁻¹ Grid. CD-ROM No.13, Cambridge, Mass., Smithsonian Astrophys. Obs., 1993.
13. K.Lodders, *Astrophys. J.*, **591**, 1220, 2003.
14. G.Michaud, In "The A-Star Puzzle" (IAU Simp. 224). Eds. J.Zverko, J.Ziznovsky, S.J.Adelman, W.W.Weiss (Cambridge, Cambridge University Press), 2004, p.173.
15. J.Richer, G.Michaud, S.Turcotte, *Astrophys. J.*, **529**, 338, 2000.
16. M.J.Seaton, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **307**, 1008, 1999.
17. C.M.Jomaron, M.M.Dworetzky, C.S.Allen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **303**, 555, 1999.

LATE-TYPE STARS FOUND IN THE FBS.
NEW CARBON STARSK.S.GIGOYAN¹, D.ENGELS², N.MAURON³, V.V.HAMBARYAN⁴,
C.ROSSI⁵, R.GUALANDI⁶

Received 31 August 2007

Accepted 13 February 2008

We present new observations of seven late-type stars previously discovered in the First Byurakan Survey (FBS). These observations prove that they belong to the family of carbon (C) stars. 79 similar FBS C stars were previously known. The seven objects under analysis were presented in the FBS lists as M or C star candidates. Among the 7 objects, 6 objects are confirmed by low-resolution spectra of the Hamburg Quasar Objective-Prism Survey. We also present for 5 of them moderate-resolution spectra obtained at optical wavelengths with a spectrograph equipped with a CCD detector. Three objects can be classified as N-type C stars. One object is an early CH-type C star. Most likely, the star FBS 1339+117 belongs to the group of carbon dwarfs. We estimate distances of these seven new C stars either by using their red-band magnitudes, or by using their near-infrared 2MASS $J-K_s$ color and K_s -band magnitudes.

Key words: *surveys: stars: carbon: spectra*

1. Introduction. During the fourteen years 1989 to 2003, the First Byurakan Spectral Sky Survey (FBS) [1,2] was used to study low-resolution (LR) objective-prism spectra of many families of objects. In particular, the FBS material was used to select faint late-type stars. One of the goals was to clarify the nature of these objects at high Galactic latitudes. The FBS objective-prism survey was carried out by Markarian and associates [3] over the 1965-1980 period using the 1m Schmidt telescope of the Byurakan Astrophysical Observatory (BAO, Armenia). The survey covers nearly 17000 deg² of the Northern Sky segmented in 28 parallel zones. The limiting photographic magnitude is 17^m.0-17^m.5. All FBS LR survey plates are now digitized (DFBS - Digitized First Byurakan Survey [4]) and online access is available at <http://byurakan.phys.uniroma1.it/> at La Sapienza University, Roma (Italy). More details about the DFBS are given on site - <http://www.aras.am/dfbs/>. The large spectral range of the FBS (λ 3400 - 6900Å) is well suited to identify various types of objects. Due to the strong absorption bands, this is especially true for cool M-type and carbon (C) stars, including early R-type (or CH) objects and N-type objects. Information about the FBS and a description of the spectroscopic criteria that we used for selecting M-type and C-type stars - have been given in earlier papers [1,2]. The

systematic search for late-type stars permitted to discover nearly 900 new objects. Among them there are 79 confirmed N and R (or CH) -type C stars, 32 early R (or CH) -type star candidates and 8 very late M-type or N-type star candidates. The remaining objects are M-type stars.

The 40 stars with uncertain classification have the following spectral properties on the FBS LR spectral plates:

a) Very short spectra in the range $\lambda 6300 - 6900\text{\AA}$ (wedge-like) which are very similar to spectra of late M-subclasses or very late N-subtype C-stars, except that the TiO or C_2 molecule absorption bands are not visible. Such objects are presented in the FBS lists as late M or N-type star candidates.

b) Very faint spectra (in the range $\lambda 4000 - 6900\text{\AA}$) that are very similar to early CH-type C star spectral flux distributions. The absorption bands of the C_2 molecule are not or only marginally visible, because the brightnesses are close to the detection limit. Such objects are presented as early R (or CH) C star candidates in the lists of FBS late-type stars.

In order to check the nature of the 40 candidates with these spectral properties but with uncertain classifications, in particular of the early CH star candidates, we extracted additional objective-prism spectra from the LR digitized spectral database of the Hamburg Observatory (Germany). This database includes the Hamburg Quasar Survey (HQS) and the Hamburg/ESO Survey (HES) databases. Both surveys (HQS and HES) are deeper than the FBS, with also better spectral resolution.

2. *HQS and HES surveys.* The Hamburg Sky Surveys made on Schmidt plates taken with objective-prisms consist of two complementary parts, which are the Northern Hamburg Quasar Survey (HQS) ($|b| > 20^\circ$, $0^\circ < \delta < +80^\circ$) and the Southern Hamburg/ESO Survey - HES ($|b| > 30^\circ$, $\delta < +2.5^\circ$). The plates of the HQS were taken in the years 1985-1997 with the Calar Alto Schmidt telescope and contain spectra with seeing limited resolution of 45\AA at $H\gamma$ in the magnitude range $14^m.0 < B < 19^m.0$. The sky area covered by this survey is 13600 square degrees. The instrumental characteristics were: Kodak IIIa-J emulsion, 1.7° prism, dispersion $1390\text{\AA}/\text{mm}$ near $H\gamma$, spectral range $\lambda 3400 - 5400\text{\AA}$. The southern plates were obtained with the ESO Schmidt telescope during the years 1990-1996. They have a spectral resolution of 15\AA at $H\gamma$ and contain usable spectra in the magnitude range $13^m.0 < B_j < 18^m.0$. Its sky area covers 6400 deg^2 , and this southern survey was achieved with the Kodak IIIa-J emulsion, a 4° prism, a dispersion $450\text{\AA}/\text{mm}$ near $H\gamma$, and a spectral range $\lambda 3200 - 5200\text{\AA}$. The LR spectral plates for both (HQS and HES) surveys were scanned by the Hamburg PDS microdensitometer and online access to the digitized database is available on <http://www.hs.uni-hamburg/hqs.html>.

3. *New C stars confirmed.* No objective prism spectra could be retrieved for 8 of the candidates. For stars FBS 0658+400, FBS 0754+109, and FBS 0832-095 there are no HQS and HES fields. The LR spectrum of FBS 0301+008 is absent on the HQS plate. This object probably is a large-amplitude variable. In three cases (FBS 0230+008, FBS 0410+049 and FBS 0429+009), the spectrum most probably is blended with the spectra of a neighboring bright star on the HQS LR plate. Finally, for FBS 1640+701 the HQS LR spectrum is not usable because of a plate defect. Among the 32 candidates with HQS or HES spectra we could confirm six candidates as belonging to the group of C stars. In addition, follow-up medium-resolution CCD spectroscopy (see below) confirmed FBS 0754+109 as a C star (Table 1). These objects add to the 79 FBS C stars already known [5,6].

In Table 1, we list the following quantities. Column 1: FBS Number; column 2-5: photometric data from USNO-B1.0 [7] (<http://cdsweb.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=I/284/>); column 6-8: 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) J , H and K_s near-infrared magnitudes (<http://irsa.ipac.caltech.edu/cgi-bin/Gator/nph-dd/>); column 9: corresponding FBS lists, where the coordinates for J2000 and the suspected subtype for candidate objects are presented.

Table 1

THE USNO-B1.0 AND 2MASS PHOTOMETRIC DATA FOR NEW
FBS C STARS

FBS Number	$B1$ mag	$R1$ mag	$B2$ mag	$R2$ mag	J mag	H mag	K_s mag	References
0018+213 ¹	11.1	9.1	10.3	9.1	7.833	7.346	7.195	[2] R?
0158+095 ²		14.6	19.7	15.8	10.266	8.525	7.17	[1] M8-M9?
0324+236	16.3	13.3	16.1	13.5	11.240	10.418	10.080	[2] R?
0359+085	16.4	13.3	15.8	13.1	9.765	8.703	8.195	[1] M8-M9?
0754+109	14.7	12.6	14.5	12.8	11.196	10.639	10.451	[1] R?
0910+197 ³	16.7	11.4	15.5	11.5	9.030	7.932	7.368	[2] M7-M8?
1339+117	15.5	12.9	15.4	13.2	11.135	10.442	10.178	[1] R?

Notes to Table 1:

¹ The star FBS 0018+213 is very bright and on the HQS LR spectral plate the absorption bands of the C_2 molecule are not visible at wavelengths longer than $\lambda 4000\text{\AA}$ due to saturation effects. This object is not included in the last (third) version of the Galactic Carbon Star Catalogue by Stephenson [8].

² FBS 0158+095 has an identification with the unknown IRAS source PSC 01582+0931 [9].

³ The star FBS 0910+197 is also associated with the infrared source 2MASS J091331.86+193422.6 [10] and is known as a N-type AGB C star, selected by its $J - K_s$ color index. A spectrum is presented in paper [10] covering the region $\lambda 5700 - 6600\text{\AA}$.

Fig.1 presents a finding chart from the DSS2 R (red) (Digitized Sky Survey - <http://skys.gsfc.nasa.gov/>) and the corresponding HQS LR spec-

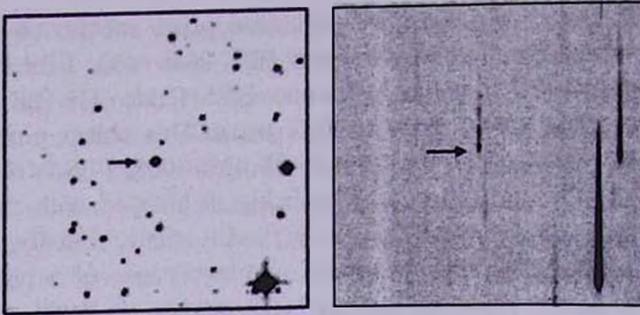


Fig.1. DSS2 *R* (Red) finding chart (left) and HQS objective-prism LR spectra (right) for the confirmed carbon star FBS 0324+236. On the HQS LR spectrum the absorption bands of C_2 molecule are very well expressed. Both fields are $5' \times 5'$.

trum for FBS 0324+236. The DSS finding charts for the remaining objects from Table 1 are presented in papers [1,2].

4. *Observations.* Follow-up moderate-resolution CCD spectra for five confirmed objects were obtained at the 1.83m Cima-Ekar telescope of the Padova (Italy) Astronomical Observatory (equipped with the Asiago Faint Objects Spectrometer and Camera - AFOSC, 1024×1024 pix CCD) and with the 1.52m Cassini telescope of the Bologna (Italy) Astronomical Observatory at Loiano (equipped with the Bologna Faint Object Spectrometer and Camera - BFOSC, 1300×1340 pix EEV P129915 CCD). Photometric observations have been obtained with AFOSC and BFOSC in the *R*-band on the same dates as for the spectra. All the spectroscopic and photometric data were reduced by means of standard IRAF¹ procedures. For these five stars Table 2 presents the journal of spectroscopic observations, the spectral class determined from the spectra and the *R*-band magnitudes. The spectra are shown in Fig.2 and 3 where in the *Y*-axis we plotted relative fluxes, corrected for the atmospheric extinction. The correction for the instrumental response was also applied.

Three objects (FBS 0158+095, FBS 0359+085 and FBS 0910+197) are

Table 2

JOURNAL OF OBSERVATIONS FOR NEW FBS C STARS

Star FBS	Date of observations	Telescope	Res. ($\text{\AA}/\text{pix}$)	Spectral Range (\AA)	<i>R</i> (red) mag	Sp. Class
0158+095	11.XI. 2006	1.83m-Asiago	4.99	3500-7800	14.40 ± 0.10	N
0359+085	26.XI. 2006	--	--	--	12.86 ± 0.05	N
0910+197	11.II. 2007	1.52m-Loiano	3.90	3940-8500	11.73 ± 0.01	N
0754+109	23.II. 2007	--	--	--	12.70 ± 0.02	CH
1339+117	22.III. 2007	--	--	--	13.18 ± 0.01	CH

¹ IRAF is distributed the NOAO which is operated by AURA under contract with NFS.

N-type C stars, while the spectra of FBS 0754+109 and FBS 1339+117 are typical for early CH-type carbon stars. The absorption G-band (bandhead at $\lambda 4315\text{\AA}$) of the CH-molecule is present in the spectrum of FBS 0754+197

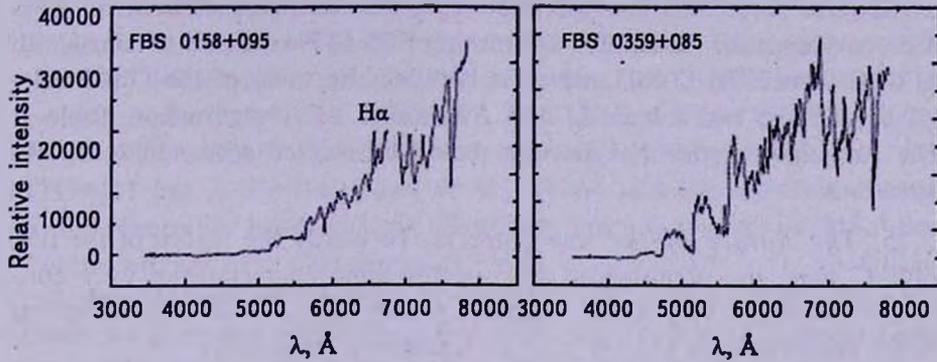


Fig.2. The 1.83m Asiago telescope spectra for FBS 0158+095 and FBS 0359+085, covering the wavelength range 3500-7800 \AA .

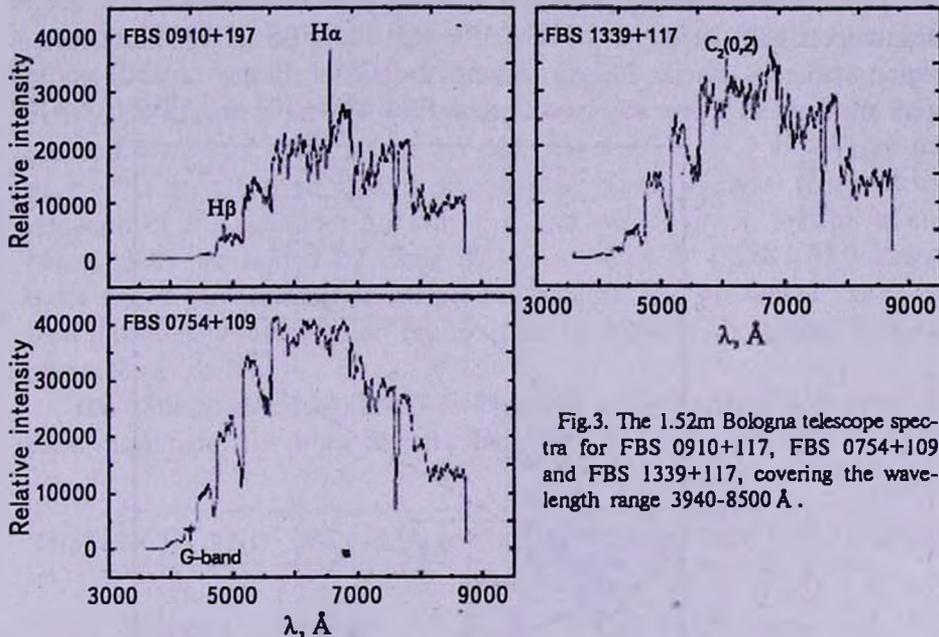


Fig.3. The 1.52m Bologna telescope spectra for FBS 0910+117, FBS 0754+109 and FBS 1339+117, covering the wavelength range 3940-8500 \AA .

(in the spectrum of FBS 1339+117 it is very weak). Also, the $H\alpha$ and $H\beta$ emission lines in the spectra of FBS 0158+095 and FBS 0910+197 are indicators for periodic brightness changes and /or mass loss, i.e. they belong to the group of Carbon Mira Variables [11].

In fact, considering the R magnitudes for all stars in Table 1, a strong indication of variability is already obvious at least for FBS 0158+095, for which R_1 and R_2 differ by $1^m.2$, much more than the magnitude differences

of all other stars in the sample. For this star we obtained from the AFOSC photometry $R=14^m.40 \pm 0^m.1$. The other 16 stars present in the field were found to agree with the GSC2 [12] values to within 0.15 mag. Because the GSC2 gives $R=15^m.83$ for FBS 0158+095, our AFOSC measurement gives strong evidence for variability. Concerning FBS 0359+085, we obtained with AFOSC $R=12^m.86 \pm 0^m.05$, which is between the value of the GSC2 ($R=12^m.6$) and the two values $R1$ and $R2$ around $13^m.1$ reported in Table 1. The variability of this N-type star should be studied with additional observations.

5. *The nature of the new objects.* To clarify the nature of the new FBS C stars, the photometric and spectroscopic characteristics were considered. They are very useful, mainly for early-type carbon stars, as giant/dwarf discriminators [13,14] (i.e. as luminosity indicators).

The USNO-B1.0 [7] catalog gives non-detectable proper motions for all objects in Table 1. We considered 2MASS JHK_s colors (similar to papers [15-17]) as a near-infrared photometric dwarf/giant discriminator and found that objects FBS 0158+095, FBS 0359+085 and FBS 0910+197 occupy a region, where Galactic N-type Asymptotic Giant Branch (AGB) carbon stars are located. Two early-type C stars FBS 0754+109 and FBS 1339+117

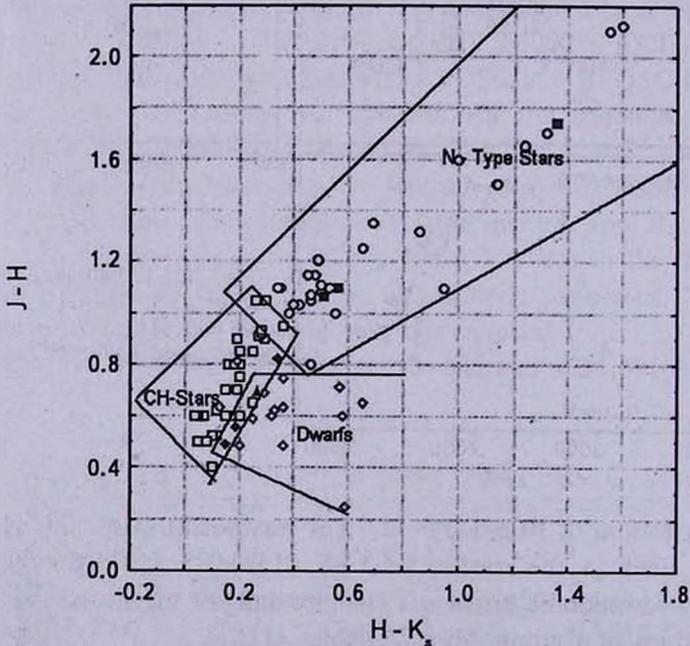


Fig.4. 2MASS $J-H$ and $H-K_s$ two-color diagram for carbon stars. Open circles are N-stars known, open squares are known CH-giant stars, open inclined squares - known carbon dwarfs (dC), filled squares and filled inclined squares are consequently new N-type and CH-type FBS stars, filled triangle presents the position of FBS 1339+117 on diagram. The classification of known objects are based on General Catalog Of Galactic Carbon Stars [8] data.

have small JHK_s colors, and they are located close to the borderline between giants and dwarfs (see Fig.4 of the present paper, also similar diagrams presented in papers [15-17] for more details). The spectrum of FBS 0754+109 shows a well expressed absorption G-band of the CH-molecule, allowing to classify this star as CH-giant. Only the star FBS 1339+117 is located in a region, where carbon dwarfs (dC) are found. All known carbon dwarfs have anomalous JHK infrared colors ($J-H < 0.75$ and $H-K > 0.25$) and are discussed in more detail in the papers [13,14]. FBS 1339+117 has $J-H = 0.693$ and $H-K_s = 0.264$ and the spectrum shows a strong absorption band of $C_2(0, 2)$ of the Swan system at $\lambda 6191\text{\AA}$. Both features are common characteristics for all carbon dwarfs [13]. Most likely, this object belongs to the group of carbon dwarfs, although the USNO-B1.0 catalogue gives zero proper motion for this star (we refer to paper Green et al. [13], that not all dwarf C stars will have detectable proper motions). This object deserves more detailed investigations in the future.

6. *Distances and luminosities.* We estimate the distances and luminosities for the objects in Table 1 in two ways. First, we use the calibration of the K -band absolute magnitudes as a function of the $J-K$ color index derived by Totten et al. [17] for carbon stars. The second estimate is based on methods described in papers [17-20], where $M_R = -3^m.5$ for N-type and $M_R = -2^m.5$ for CH-type C stars are adopted. Since we have recent determination of R -magnitudes for only five stars out of seven, for the sake of homogeneity we started by using the mean value of USNO-B1.0 magnitudes called $R1$ and $R2$, presented in Table 1. The discrepant values are then individually discussed on the basis of the distances computed from our photometric data.

The distance estimates, based on both methods, the 2MASS absolute K_s -band magnitude and other data are presented in Table 3. In this Table, the

Table 3

DISTANCES AND $M(K_s)$ -MAGNITUDES FOR SEVEN FBS C STARS

FBS Number	d_R (kpc)	d_{J-K} (kpc)	Z (kpc)	$M(K_s)$ (mag)
0018+213	2.0	1.5	-0.96	-3.68
0158+095	55.0	15.8	-11.90	-8.80
0324+236	24.0	21.4	-10.00	-6.56
0359+085	21.9	15.0	-7.50	-7.68
0754+109	11.2	9.5	+3.16	-4.43
0910+197	10.0	11.1	+7.12	-7.85
1339+117	13.2	15.0	+14.10	-5.70

Note to Table 3: the quantities were estimated with the assumption that no interstellar or circumstellar extinction is present.

distances determined by the above described methods are presented for comparison, together with other data. In Table 3 the columns have the following meaning: Column 1: running FBS number of stars (as in Table 1); column 2: the distance estimate, based on the R -magnitude (d_R); column 3: distance estimate, based on the 2MASS $J-K_s$ color index (d_{J-K_s}); column 4: height (Z) above or below Galactic plane (corresponding to d_{J-K_s}); column 5: the 2MASS K_s -band absolute magnitude, derived for each object as a function of $J-K_s$ color index [17].

The absolute K_s -band magnitudes, derived for the seven new FBS C stars, are typical for N and CH-type Galactic carbon stars [21]. For FBS 1339+117 an alternative distance $D \sim 60$ pc is possible, if this object is a dwarf carbon star, and adopting a K -band absolute magnitude $M_K = +6^m.3$ for carbon dwarfs [6].

For FBS 0359+085, the distances determined by the above noted methods are deviating, but this is still acceptable given the uncertainties in the photometry. A larger deviation is found between the distances obtained from the two methods for FBS 0158+095, similarly to the situation for FBS 1502+395 [5]. Most probably, FBS 0158+095 and also FBS 0359+085 are long-period, large-amplitude Mira-type variables, such as YY Tri, IRAS 07454-7112, CQ Pyx and IRAS 18248-0839 [22,23]. In addition, the large infrared color indexes ($J-K_s = 3^m.1$ and $K-[12] = 4^m.43$) for FBS 0158+095 can be considered as a evidence for a dense circumstellar envelope surrounding this object and places FBS 0158+095 in JHK_s two-color diagrams (see Fig.4, and similar diagrams in papers [15-17]) in a region where extremely red, dust-enshrouded and mass-losing Carbon-rich Miras are located. An approximate mass loss rate can be estimated as $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ assuming that the star is surrounded by a circumstellar shell and using relations between infrared colors and mass loss rates for Galactic carbon Miras [24]. This can explain why the distance based on the R -band magnitude is so large. For example, if one assumes a circumstellar extinction of $A_R = 2^m.0$ in the red-band, then one obtains (with $R = 15^m.2$ and $M(R) = -3^m.5$) a distance of 22 kpc, and this distance would be even smaller (15 kpc) if one adopts $R = 14^m.4$ from the Asiago photometry. Near-infrared monitoring (particularly in the K -band) is needed to determine their period and the absolute K -band ($M(K)$) magnitude for the above noted two objects.

7. *Concluding remarks.* We confirm the belonging to the group of carbon stars for seven additional objects, detected on the FBS survey plates. This brings the total number of these objects to 86. 6 C stars have been confirmed by considering their spectra on the Hamburg/Quasar Survey low-resolution objective-prism digitized database. We have also acquired follow-up slit CCD spectroscopy for 5 of them, revealing 3 N-type stars and two

objects with spectra, which are typical for early-type carbon stars. One of them FBS 0754+109 is a CH-giant and the second object FBS 1339+117, most likely is a dwarf carbon star previously not recognized. The distances and absolute K_s -band luminosities are estimated for the new confirmed objects. The distances have been determined by two methods and are in general in good agreement, although further observations and analyses are needed for the two objects FBS 0158+095 and FBS 0359+085.

For the future we planned a coordinated optical and near-infrared monitoring campaign for a selected sample of stars. If possible, infrared spectra will be taken in addition. A better estimate of luminosities and distances would be obtained from such a program. With the period - luminosity relation for C-Miras [25], this would allow to determine distances and mean absolute K -band ($M(K)$) magnitudes.

Acknowledgements. K.S.Gigoyan would like to thank DAAD (Deutscher Akademischer Austausch Dienst) for Grant A/06/33042, which made possible a research stay at the Hamburger Sternwarte. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France, and also of the Two Micron All-Sky Survey database, which is a joint project of the University Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology. The University La Sapienza partially supported the project with funds from MIUR. The authors thank the Bologna and Padova observatories for the logistic support and the technical assistance during the observations.

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

² Hamburger Sternwarte, Germany, e-mail: dengels@hs.uni-hamburg.de

³ Groupe d'Astrophysique, CNRS & University de Montpellier,
France, e-mail: mauron@kevin.graal.univ-montp2.fr

⁴ Astrophysicalisches Institut, Universität Jena,
Germany, e-mail: vvh@astro.uni-jena.de

⁵ Università di Roma "La Sapienza", Italy, e-mail: Corinne.Rossi@roma1.infn.it

⁶ INAF, Osservatorio Astronomico Bologna, Italy,
e-mail: Roberto.gualandi@oabo.inaf.it

ЗВЕЗДЫ ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ ИЗ ОБЗОРА FBS. НОВЫЕ УГЛЕРОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ

К.С.ГИГОЯН¹, Д.ЭНГЕЛЬС², Н.МАУРОН³, В.В.АМБАРЯН⁴,
К.РОССИ⁵, Р.ГУАЛАНДИ⁶

Приводятся новые данные для семи звезд поздних спектральных классов, выявленных на пластинках обзора FBS. Эти объекты принадлежат к группе углеродных (C) звезд, в дополнение к семидесяти девяти звездам этого класса, определенным раньше. Исследуемые звезды приведены в FBS списках как кандидаты в M и C-звезды. Шесть объектов были определены как C-звезды после просмотра их низкодисперсионных спектров на объектив-призмных пластинках Гамбург - Обзора Квазаров (HQS). Приводятся CCD спектры для пяти звезд. Три из них можно классифицировать как C-звезды N-типа, а одну как звезду SN-типа. Вероятно, объект FBS 1339+117 принадлежит к группе углеродных карликов. Используя данные фотометрии в красных лучах, а также $J-K_s$ показатели цветов из обзора 2MASS, нами оценены расстояния до этих объектов.

Ключевые слова: *звезды: углеродные: спектры*

REFERENCES

1. K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil, *Astrofizika*, 45, 397, 2002.
2. K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi et al., *Astrofizika*, 46, 577, 2003.
3. B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, *Astrofizika*, 17, 619, 1981.
4. A.M.Mickaelian, R.Nescci, C.Rossi et al., *Astron. Astrophys.*, 464, 1177, 2007.
5. K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al., *Astron. Astrophys.*, 371, 560, 2001.
6. N.Mauron, K.S.Gigoyan, T.R.Kendall, *Astron. Astrophys.*, 463, 969, 2007.
7. D.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., *Astron. J.*, 125, 984, 2003.
8. A.Alksnis, A.Balklavs, U.Dzervitis et al., *Baltic Astronomy*, 10, 1, 2001.
9. IRAS 1988, Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Catalogs, The Point Source Catalog. Version 2.0, NASA RP-1190.
10. N.Mauron, M.Azzopardi, K.Gigoyan, T.R.Kendall, *Astron. Astrophys.*, 418, 77, 2004.
11. Z.Alksne, A.Alksnis, U.Dzervitis, "Properties Of Galactic Carbon Stars" Orbit Book Company, Malabar, Florida, 1991.
12. The Guide Star Catalogue, Version 2.3.2., Space Telescope Science Institute

(STScI) and Osservatorio Astronomico di Torino (2006) - <http://vizir.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=I/305>

13. *P.J.Green, B.Margon, S.F.Andersen, D.J.MacConnell*, *Astron. Astrophys.*, **400**, 659, 1992.
14. *B.E.Westerlund, M.Azzopardi, J.Bresacher, E.Rebeiro*, *Astron. Astrophys.*, **303**, 107, 1995.
15. *J.Liebert, R.M.Cutri, B.Nelson et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **112**, 1315, 2000.
16. *P.J.Lowrance, J.D.Kirkpatrick, I.N.Reid et al.*, *Astrophys. J.*, **584**, L95, 2003.
17. *E.J.Totten, M.J.Irwin, P.Whitelock*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **314**, 630, 2000.
18. *E.J.Totten, M.J.Irwin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **294**, 1, 1998.
19. *R.A.Downes, B.Margon, S.F.Anderson et al.*, *Astron. J.*, **127**, 2838, 2004.
20. *N.Mauron, T.R.Kendall, K.Gigoyan*, *Astron. Astrophys.*, **438**, 867, 2005.
21. *G.Wallerstein, G.R.Knapp*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 369, 1998.
22. *P.A.Whitelock, M.W.Feast, F.Marang, M.A.T.Groenewegen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **369**, 751, 2006.
23. *F.Kerschbaum, M.A.T.Groenewegen, C.Lazaro*, *Astron. Astrophys.*, **460**, 539, 2006.
24. *T.Le Bertre, J.M.Winters*, *Astron. Astrophys.*, **334**, 173, 1998.
25. *M.A.T.Groenewegen, P.A.Whitelock*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **281**, 1347, 1996.

ЗАПЫЛЕННЫЙ ДИСКОВЫЙ ВЕТЕР В МОЛОДЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ, НАБЛЮДАЕМЫХ С ПОЛЮСА

Л.В.ТАМБОВЦЕВА

Поступила 11 января 2008

Принята к печати 13 февраля 2008

Рассматривается модель молодой двойной системы с неравными по массе компаньонами, плоскость орбиты которой наклонена под большим углом к лучу зрения. Предполагается, что компоненты системы аккрецируют вещество из остатков протозвездного облака. Показано, что в таких системах могут наблюдаться затмения главного компонента дисковым ветром вторичного компонента даже в тех случаях, когда плоскость орбиты наклонена под большим углом к лучу зрения, или даже наблюдается с полюса.

Ключевые слова: *звезды: двойные: пыль*

1. *Введение.* Изучение молодых затменных систем (МЗС), которые еще продолжают аккрецировать вещество из остатков протозвездного облака, имеет важное значение для понимания физических процессов в окрестностях этих звезд. В отличие от классических затменных систем, в которых одна звезда экранирует от наблюдателя другую, затмения в МЗС могут осуществляться потоками вещества, которые периодически проникают во внутренние области системы из остатков протозвездного облака [1]. Продолжительность таких затмений может быть сравнима с орбитальным периодом. Реально они могут наблюдаться лишь в двойных системах, орбиты которых наклонены под небольшим углом к лучу зрения. Еще одна модель затмений МЗС, для реализации которой также необходим небольшой наклон общего диска, окружающего двойную систему (в дальнейшем мы будем называть его СВ-дискот от английского "circumbinary"), предложена недавно Уинн и др. [2] и Чангом и Мэртэй-Клей [3] для объяснения необычных затмений, наблюдаемых в МЗС КН 15D. В их модели периодические затмения компонентов системы осуществляются СВ-дискот. Для этого необходимо выполнение следующих условий: система должна иметь большой эксцентриситет и должна быть некомпланарна СВ-дискоту, который к тому же должен быть выгнут и лишь слегка наклонен к лучу зрения. Ясно, что выполнение одновременно всех этих условий делает эту экзотическую модель затмений довольно редко встречающейся.

Наименьшие ограничения на угол наклона плоскости МЗС к лучу зрения имеют место в модели затмений запыленным дисковым ветром, предложенной в работе [4]. Это связано с тем, что дисковый ветер, имеющий в первом приближении форму конуса, способен подниматься довольно высоко над плоскостью системы. В процессе ускорения происходит амбиполярная диффузия: ионизованная плазма передает часть импульса нейтральному газу, нагревая его до температуры порядка 10^4 К [5]. При этом атомы газа увлекают за собой мелкие (размером не более 1 мм [5]) частицы пыли, которые не успевают сублимировать даже находясь в контакте с горячим газом ветра [6]. В результате пыль также может подниматься довольно высоко над плоскостью системы. Расчеты показали [4], что затмения могут иметь разнообразные формы и могут наблюдаться даже при углах наклона плоскости орбиты 30° .

В данной статье показано, что в двойных системах с эксцентрическими орбитами затмения дисковым ветром возможны даже в тех случаях, когда система наблюдается с полюса.

2. *Дисковый ветер в молодой двойной системе.* Предполагается, что дисковый ветер испускается аккреционным диском вторичного маломассивного компаньона в молодой двойной системе. Последний вращается по эксцентрической орбите вокруг главного компаньона и аккрецирует вещество из остатков протозвездного облака СВ-диска. Дисковый ветер состоит из слабо взаимодействующих между собой фрагментов, которые рассматриваются как независимые (пробные) частицы. Детальное описание модели и метода расчета дано в статье [4].

Кратко изложим суть модели. В двойной системе маломассивный компаньон является главным аккретором [7]. С поверхности его аккреционного диска внутри конуса с определенными внешним и внутренним углами выбрасываются частицы ветра, состоящие из газа и пыли в "стандартной" пропорции 1:100. Истечение вещества происходит одинаково в обе стороны от аккреционного диска, т.е. выполняется условие зеркальной симметрии. В системе координат главного компонента ветер становится асимметричным из-за векторного сложения скоростей самого ветра и орбитального движения вторичного компаньона. Траектории движения частиц ветра в гравитационном поле главного компонента вычислялись в баллистическом приближении; имитировался квазинепрерывный процесс, т.е. частицы выбрасывались через равные и очень малые по сравнению с орбитальным периодом, промежутки времени. Счет прекращался, когда частицы достигали предельного расстояния от барицентра системы R_{out} .

При расчетах масса главного компонента принята равной $1 M_\odot$. Параметрами задачи являются: эксцентриситет орбиты e , угол наклона плоскости орбиты к лучу зрения θ , угол α , под которым выбрасываются частицы

ветра (значение $\alpha = 0$ соответствует направлению, ортогональному плоскости системы), $R_{\text{ом}} = 500$ а.е. Большая полуось орбиты принята равной 3 а.е. Кроме того, параметрами задачи являются радиальная V и тангенциальная U компоненты скорости ветра¹, выраженные в единицах кеплеровской скорости вторичного компонента в периастре орбиты. Величина этой скорости зависит от эксцентриситета e и лежит в интервале $\sim 25\text{--}40$ км/с. Параметры моделей приведены в табл.1.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Модель	α	V	U	e
A	60	2	0	0.5
B	60	2	0	0.3
C	60	2	0	0.7
D	60	1	1	0.5
E	60	2	1	0.5
F	40-60	2	0	0.5

3. *Результаты.* На рис.1 в качестве примера показано распределение вещества в общей оболочке, образованной дисковым ветром

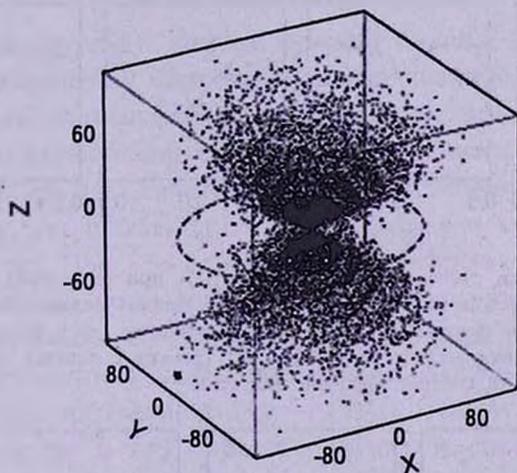


Рис.1. Модель А: распределение вещества в общей оболочке молодой двойной системы, образованной дисковым ветром вторичного компонента. Плоскость орбиты системы показана штриховой линией. Вторичный компонент находится в точке с координатами $X = 1, Y = 0$. Координаты главного компонента в плоскости XY равны $(0,0)$. Все координаты выражены в единицах большой полуоси орбиты вторичного компонента.

¹ Заметим, что здесь рассматривается, так называемая, медленная компонента дискового ветра, поскольку, согласно современным представлениям (см. например, [8]), именно в ней происходит основная потеря массы и углового момента.

вторичного компонента в модели А. В это время второй компаньон сделал 10 оборотов по орбите и находится в периастре. Его координаты, выраженные в единицах большой полуоси: $X=1$, $Y=0$. Главный компонент находился в точке $X=0$, $Y=0$. Как видно из рис.1, при эксцентрической орбите распределение вещества в общей оболочке асимметрично относительно вертикальной оси.

Чтобы определить фотометрический эффект, создаваемый общей оболочкой на больших широтах, мы рассчитали колонковые плотности на луче зрения, проходящего под углами 70, 80, 85 и 90 градусов (вид

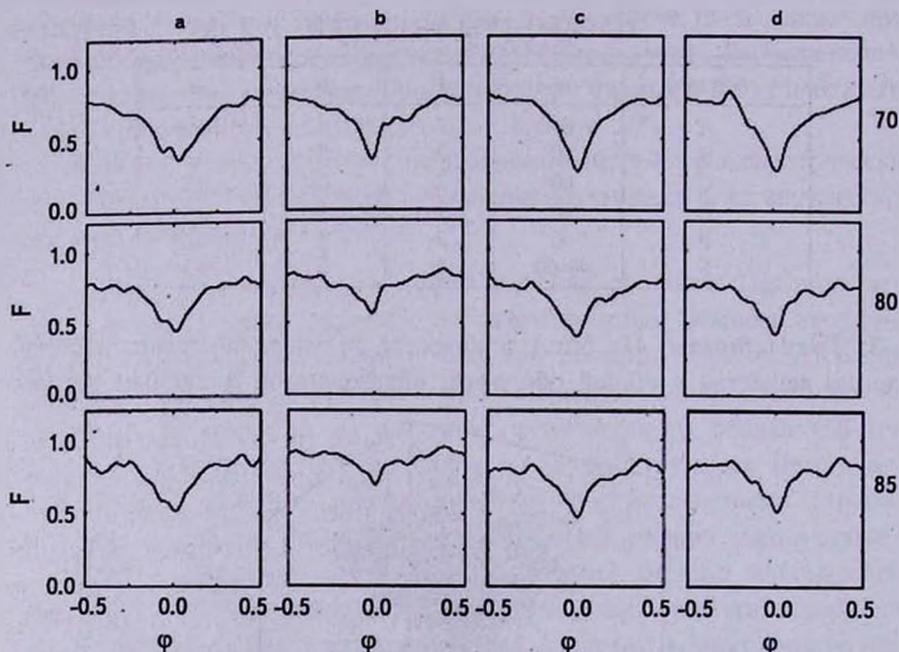


Рис.2. Кривые блеска, рассчитанные для модели А при различных углах наклона плоскости диска к лучу зрения (они отмечены справа). Кривые различаются положением наблюдателя относительно двойной системы: а) в периастре, с) в апоастре и в двух промежуточных положениях между ними b) и d) (детали в тексте). Кривые блеска рассчитаны на длине волны, соответствующей полосе V.

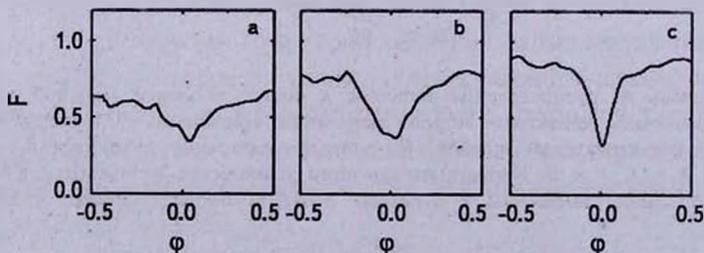


Рис.3. Зависимость кривых блеска от эксцентриситета орбиты (вид с полюса): модель а) В ($e = 0.3$), б) А ($e = 0.5$) и с) С ($e = 0.7$). Темп потери массы равен $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

с полюса) к центральной плоскости СВ-диска и соответствующие им кривые блеска (рис.2-5).

При расчетах оптических характеристик пылевой компоненты дискового ветра принято такое же соотношение пыли к газу, как в межзвездной среде (1:100). Для простоты рассматривается графито-силикатная смесь пылевых частиц, аналогичная по химическому составу межзвездной пыли (MRN-смесь, [9]). Распределение частиц по размерам тоже соответствует MRN-смеси.

В двойных системах с эллиптическими орбитами концентрация частиц на луче зрения в направлении на главный компонент (в дальнейшем мы будем называть эту величину колонковой плотностью пробных частиц N) зависит не только от фазы орбитального периода ϕ и наклона плоскости орбиты к лучу зрения θ , но также и от ориентации орбиты относительно наблюдателя [10]. Мы рассмотрели четыре варианта ориентации орбиты вторичного компонента относительно наблюдателя (см. ниже), для каждого из которых были рассчитаны колонковые плотности пробных частиц N , как функции ϕ , и соответствующие оптические толщины τ . Переход от N к колонковой плотности реальных частиц N_r описан в работах [4] и [10]. Поперечное сечение колонки в данных расчетах σ принималось равным $0.2a \times 0.2a$, где a большая полуось орбиты вторичного компонента.

3.1. Амплитуды и формы кривых блеска. Как и в статьях [4] и [10], при вычислении ослаблений блеска двойной системы, вызванных изменениями экстинкции на луче зрения, принято, что основным источником излучения является главный компонент, который при расчетах рассматривался как точечный источник. Поток излучения от него ослабляется при прохождении сквозь пылевую компоненту дискового ветра в $e^{-\tau}$ раз. При $\tau \gg 1$, когда прямое излучение главного компонента сильно ослаблено, поток излучения определяется рассеянным излучением околозвездной пыли, которое включает также рассеянное излучение общей оболочки. Рассеянный свет дает лишь небольшую (зависящую в общем случае от фазы орбитального периода [10]) добавку к прямому излучению молодой звезды и его основная функция состоит в том, что он ограничивает амплитуду минимумов в тех случаях, когда прямое излучение звезды сильно ослаблено поглощением в околозвездной среде. Такие ограничительные функции рассеянного излучения околозвездных дисков молодых звезд хорошо известны в случае звезд типа UX Ori, блеск которых испытывает сильные ослабления, обусловленные переменной околозвездной экстинкцией [11]. Ниже при расчетах кривых блеска поток рассеянного излучения принят для простоты постоянным и равным 0.1 потока излучения звезды. С учетом этого

$$F_{obs} = \frac{L_*}{4\pi D^2} e^{-\tau} + F_{sc}, \quad (1)$$

где D - расстояние до наблюдателя.

На рис.2-5 показано семейство кривых блеска, рассчитанных для ряда моделей двойной системы. Для простоты принято, что поток рассеян-

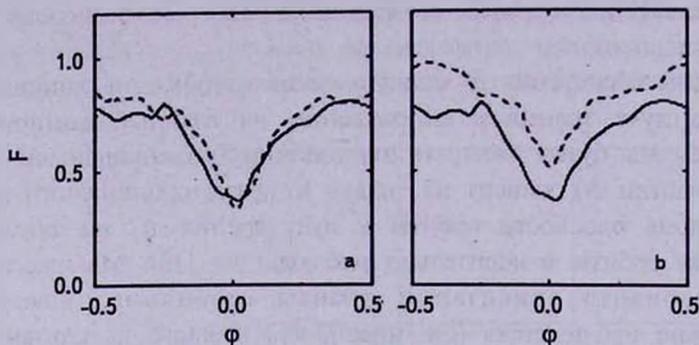


Рис.4. Зависимость кривых блеска от кинематики ветра (вид с полюса): модели D (a) и E (b). Кривые блеска показаны штриховой линией. Для сравнения, сплошной линией показана кривая блеска для модели A. Темп потери массы равен $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

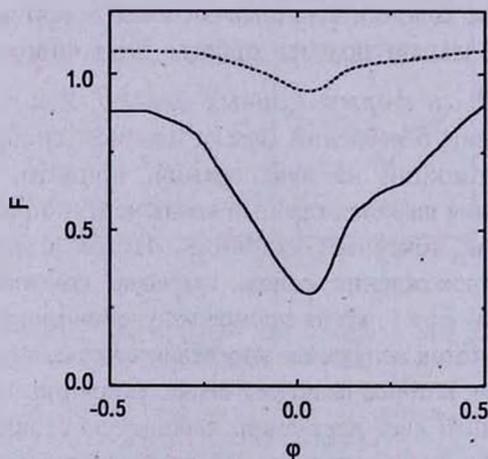


Рис.5. Кривые блеска для модели F (система видна с полюса). Сплошная линия: $\dot{M}_* = 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, штриховая линия: $\dot{M}_* = 10^{-8} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

ного излучения не зависит от фазы орбитального периода и равен $0.1F_*$. Расчеты выполнены для длины волны 5500 \AA , соответствующей максимуму полосы пропускания V . Коэффициент поглощения, рассчитанный на грамм вещества, равен $250 \text{ см}^2/\text{г}$.

Рис.2 представляет теоретические фотометрические минимумы блеска для модели A. При малых углах наклона орбиты формы кривых блеска и их амплитуды сильно различаются между собой (см., например,

[10]). Как видно из рис.2, с увеличением наклона орбиты продолжительность затмений увеличивается, а различия между кривыми блеска, рассчитанными при разных ориентациях системы (а - со стороны периастра, b - с позиции, где фаза равна 0.25, с - со стороны апоастра или d - с позиции, где фаза = 0.75) постепенно исчезает, что вполне естественно. Поэтому для остальных моделей мы представляем только кривые блеска, рассчитанные в случаях, когда двойная система видна с полюса. Видно, что при достаточно мощном дисковом ветре (в расчетах использовано значение темпа потери массы: $M_w = 10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$) фотометрические минимумы достаточно глубоки даже в этих случаях. На рис.3 показаны кривые блеска для моделей А, В и С. Модели различаются только одним параметром - эксцентриситетом орбиты e . Видно, что чем больше эксцентриситет, тем уже и глубже минимум. Таким образом, форма кривых блеска может хотя бы приближенно характеризовать параметры двойной системы.

Форма и амплитуда кривых блеска зависят также и от начальных скоростей ветра. Модели D и E отличаются от модели А только тем, что в них тангенциальная компонента скорости ветра не равна нулю и принимается равной кеплеровской скорости в периастре. Между собой модели различаются лишь значением радиальной скорости. На рис.4 кривые блеска для обеих моделей (штриховая линия) сравниваются с кривыми блеска в модели А (сплошная линия). Темп потери массы одинаков для всех моделей. Из рисунка видно, что скорость вращения ветра влияет на глубину затмения (уменьшая ее по сравнению с чисто радиальным ветром), но не меняет принципиально формы минимума. Из этого же рисунка можно сделать вывод, что форма затмения слабо зависит от кинематических параметров ветра.

В моделях А - Е угол α , под которым частицы ветра выбрасываются из аккреционного диска вторичного компонента, принят равным 45° . Для сравнения в модели F частицы ветра выбрасываются случайным образом под разными углами к оси симметрии в интервале $\alpha = 40 - 60^\circ$. Эта модель является более реалистичной с точки зрения геометрии дискового ветра. Кривые блеска для нее представлены на рис.5. Они рассчитаны для двух значений темпа потери массы: $M_w = 10^{-8}$ и $10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$. Из рисунка можно видеть, что заметные по амплитуде затмения могут наблюдаться лишь при $M_w \geq 10^{-7} M_\odot \text{ год}^{-1}$. Такие значения темпа аккреции и потери массы в виде дискового ветра вполне приемлемы для молодых звезд типа Т Тельца.

Представленные выше теоретические кривые блеска напоминают по своей форме и продолжительности кривые блеска, полученные во время обширных затмений некоторых молодых объектов, в частности, молодой

звезды типа Т Тельца Н 187 в скоплении IC 348 ([12,13]). Вопрос о применимости рассмотренной модели к таким объектам зависит от ряда факторов, таких, как изменение лучевой скорости главного компонента в разных фазах затмений, уровень аккреционной активности компонентов системы и др., и требует отдельного рассмотрения.

4. *Заключение.* Таким образом, как показывают расчеты, затмения в молодой двойной системе, находящейся на ранних стадиях эволюции, могут иметь место даже в тех случаях, когда такая система наклонена под большим углом к лучу зрения или даже наблюдается с полюса. Для этого необходимо выполнение двух условий: двойная система должна иметь заметный эксцентриситет орбиты и достаточно высокий темп истечения вещества из аккреционного диска вторичного компонента ($\dot{M}_w \geq 10^{-7} M_\odot$). При этом роль затмевающего "тела" выполняет пылевая компонента дискового ветра. Главной отличительной особенностью таких затменных двойных звезд являются заметный эксцентриситет орбиты и малая (в пределе - нулевая) амплитуда изменений лучевой скорости ее компонентов.

Работа выполнена по программе Президиума РАН "Происхождение и эволюция звезд.

Главная астрономическая обсерватория РАН Пулково,
С.-Петербург, Россия, e-mail: tamb@gao.spb.ru

DUSTY DISK WIND IN YOUNG BINARIES SEEN POLE-ON

L.V.TAMBOVTSEVA

The model of the young binary system with non equal masses, whose orbital plane is inclined under the large angle to the line of sight (LOS) is considered. It is supposed that the system components accrete the matter from the remnant of the protostellar cloud. We showed that in such systems one could see obscuration of the primary by the disk wind from the secondary companion even when the orbital plane was inclined under the large angle to the LOS or when such systems were observed pole-on.

Key words: *stars: binaries: dust*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н.Я. Сотникова, В.П. Гринин*, Письма в Астрон. ж., 33, 667, 2007.
2. *J.N. Winn, M.J. Holman, J.A. Johnson et al.*, *Astrophys. J.*, 603, L45, 2004.
3. *E.I. Chiang, R.A. Murray-Clay*, *Astrophys. J.*, 607, 913, 2004.
4. *В.П. Гринин, Л.В. Тамбовцева*, Письма в Астрон. ж., 28, 667, 2002.
5. *P. Saffier*, *Astrophys. J.*, 408, 115, 1993.
6. *Л.В. Тамбовцева, В.П. Гринин*, Письма в Астрон. ж., 2008 (в печати).
7. *P. Artymowicz, S. Lubow*, *Astrophys. J.*, 467, L77, 1996.
8. *A.P. Goodson, K.-H. Böhm, R.M. Winglee*, *Astrophys. J.*, 524, 142, 1999.
9. *J.M. Mathis, W. Rimpl, K.H. Nordsieck*, *Astrophys. J.*, 217, 425, 1977.
10. *В.П. Гринин, Л.В. Тамбовцева, Н.Я. Сотникова*, Письма в Астрон. ж., 30, 764, 2004.
11. *В.П. Гринин*, Письма в Астрон. ж., 14, 27, 1988.
12. *R.E. Cohen, W. Herbst, E.C. Williams*, *Astrophys. J.*, 596, L243, 2003.
13. *В.П. Гринин, О.Ю. Барсунова, С.Г. Сергеев, Н.Я. Сотникова, Т.В. Демидова*, Письма в Астрон. ж., 32, 918, 2006.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS. ПОЛОСА $\delta = +35^\circ$

П.К.СИНАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 25 июля 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

Приводится очередной список результатов спектрального исследования голубых звездных объектов (BSOs). 58 объектов FBS полосы с центральным склонением $\delta = +35^\circ$ наблюдались на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 1990-1991гг. Дополнительно, на телескопах БАО-2.6м и ОНР-1.93м с современной аппаратурой в 1997-2000гг. наблюдались 3 объекта (получено 3 CCD спектра). Выявлены 9 белых карликов, 47 горячих субкарликов и 2 звезды HBV. Приводятся спектры 10 наиболее интересных объектов.

Ключевые слова: *звезды:белые карлики:субкарлики: звезды HBV - планетарные туманности*

1. *Введение.* Данная работа является продолжением спектрального исследования голубых звездных объектов (BSOs). Цели и подробности программы спектральных исследований голубых звездных объектов FBS даны в работах [1,2].

В данной работе приводятся результаты спектральных наблюдений 58 объектов FBS полосы с центральным склонением $\delta = +35^\circ$.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились в 1990-2000гг. на 2.6-м телескопе БАО и 1.93-м телескопе ОНР (Франция). При наблюдениях в 1990-1991гг. использовался спектрограф UAGS с трехкаскадным ЭОП-ом УМК-91В [3], установленным в кассегреневском фокусе 2.6-м телескопа с дифракционной решеткой 600 шт/мм, что соответствует дисперсии в 101 Å/мм и разрешению 8-9 Å.

Наблюдения объектов FBS 468, 568 и 609 на телескопе ОНР-1.93 в 1997-1998гг. проводились в кассегреневском фокусе с использованием спектрографа CARELEC с длиной щелью (5'.5) [4]. В 1997-1998гг. использовалась решетка 150/мм с дисперсией 263 Å/мм (7.1 Å/pix) и CCD TK512CB 512 x 512 с размером пикселей 27 x 27 мкм. Соответственно, наблюдался спектральный диапазон 3810 – 7365Å. Ширина щели была равна 2".0. Спектральное разрешение, измеренное по эмиссионным линиям ночного неба, равно 14.3 Å FWHM. Во время наблюдений в 1999г. использовалась решетка 300/мм с дисперсией

133 Å/мм (1.8 Å/pix) и CCD-матрица EEV42-20 2048 x 1024 с размером пикселей 13.5 x 13.5 мкм. Соответственно, наблюдался спектральный диапазон $\lambda 4262 - 7910 \text{Å}$. Ширина щели была равна 2".0, спектральное разрешение - 6.6 Å.

Для калибровки потоков наблюдались стандартные звезды BD +25°3941, BD +28°4211, BD +40°4032, Feige 15, Feige 25, Feige 34, Feige 92, Hiltner 600 [5].

Всего для 127 объектов полосы FBS $\delta = +35^\circ$ наблюдалось 147 спектров, причем часть из них была опубликована в работах [6,7]. Среди них наблюдались также известные объекты для проверки спектральных классов и стандартизации классификации. В данной статье для сравнения спектров и достоверности классификации использовались также 19 спектров SDSS (<http://www.sdss.org/dr5/>). Приводятся результаты наблюдений 63 спектров для 58 объектов, включая 60 фотографических, 3 CCD спектра. Для 3 объектов имеются также SDSS спектры, которые подтвердили нашу классификацию.

3. Оцифровка и обработка спектров. Для оцифровки фотографических спектров использовался сканер EPSON Expression 1680 Pro, работающий также в режиме сканирования прозрачных материалов (transparency mode) и дающий позиционную точность в 8 мкм и фотометрическое разрешение в 16 бит. С учетом параметров сканирования наших данных, мы получили оцифрованные спектры, соответствующие CCD спектрам размерами 1650 x 121 pix и размерами пикселей в 16 x 16 pix. Это дало возможность обработать фотографические спектры аналогично цифровым. Номинальная дисперсия для этих спектров получается равной 1.56 Å/pix, номинальное спектральное разрешение - примерно 4.5 Å.

Обработка осуществлялась в пакете программ ESO MIDAS. Использовались специально созданные для этих спектров программы автоматической обработки *callambaophot* и *extbaophot*. Точность калибровки по длине волны - не хуже 0.5 Å.

В ходе анализа спектров (выполненном также в пакете программ MIDAS) отождествлялись все спектральные линии, измерялись их параметры, оценивался наклон и форма непрерывного спектра для последующей классификации. В качестве главных параметров для классификации принимались присутствующие линии и средние FWHM и FWHM бальмеровских линий. Процедура оцифровки и обработки спектров подробно изложена в работе [1].

4. Результаты. В табл.1 приведен список исследуемых голубых звездных объектов FBS. В последовательных столбцах приведены: 1 - номер FBS, 2 - обозначение FBS, 3 - низкодисперсионный (low-dispersion

spectral, LDS) тип, 4 - звездная величина B и 5 - показатель цвета $B-V$ согласно суммарной фотометрии MAPS [8] и USNO-B1.0 [9], 6 - дата

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДУЕМЫХ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

FBS #	FBS название	LDS Тип	B	$B-V$	Дата наблюдения	Эксп. сек	Линии водорода	FWOI Å	FWHM Å	Спектр. класс
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
434	0026+360	B2	14.4	0.5	25.09.1990	2100	H β - H δ	59.6	15.3	DA
437	0039+361	B2e	15.7	-0.4	15.09.1991 16.09.1991	7200 7200	H γ , H δ			sd:
442	0047+347	B2	16.5*		15.09.1991	5400	H β - H δ	32.9	6.1	sdOA
444	0053+360	B2	14.5	0.3	07.10.1991	4500	H β - H δ	32.8	6.5	sdOA
445	0055+343	B3	15.1	0.4	26.09.1990	2700	H β , H γ			sd:
447	0102+362	B1	12.4	-0.9	19.09.1990	300	H β - H δ	31.1	7.8	sdB-O
448	0104+333	B2	13.7	0.2	25.09.1990	1200	H β - H δ	62.5	13.7	DAB
449	0106+353	B2	15.0*		27.09.1990	2100	H β - H δ			sd:
452	0123+332	B2	13.4	-0.3	20.09.1990	900	H β - H δ	43.0	17.1	sdB
453	0124+345	B2	15.6	0.1	15.09.1991	5400	H β			sd:
458	0212+349	B2	14.6	0.5	25.09.1990	1800	H β - H ϵ	37.8	7.5	sdB:
459	0212+334	B1	13.4	-0.4	19.09.1990 28.09.1990	600 1200	H β - H δ	47.6	21.8	sdB
462	0223+365	B1a:	13.7	0.5	27.09.1990 07.10.1990	1500 4500	H β , H δ			sd
463	0224+330	B1	12.8	-1.1	19.09.1990	900	H β	26.8	4.4	sdOB
465	0235+338	B1	14.2	-0.5	27.09.1990	1500	H β - H δ			sd:
466	0235+353	B2	14.2	-0.2	25.09.1990	1800	H β - H δ	55.4	5.7	DZ:
467	0244+366	B1	12.8	-0.7	25.09.1990	600	H β	36.1	28.7	DBA:
468	0306+333	B1	12.7	1.0	27.10.1997 28.09.1990	1065 2400	H β - H δ	85.6	69.4	DA
469	0311+365	B2	14.7	0.2	10.02.1991	4200	H β - H ϵ	59.6	12.6	sdOB
475	0654+366	B1	11.8	-0.6	24.02.1990	600	H β - H $_{10}$	32.6	8.3	sdOA
476	0656+367	B1	14.7	-0.9	27.02.1990	5400	H β - H δ	47.6	14.9	sdB
477	0658+350	B1	12.3	-0.2	24.02.1990	2400	H β - H $_{11}$	44.3	15.3	sdB
478	0701+355	B2	13.9	-0.3	24.02.1990	2400	H β - H $_{12}$	37.3	11.0	sdOA
479	0716+365	B1	14.4	-0.3	26.02.1990	3000	H β - H $_9$	59.2	28.0	DA
485	0812+354	B1	13.5	-0.6	26.02.1990	2700	H β - H $_9$	41.6	15.9	sdB
487	0823+333	B2	12.9	-0.1	26.02.1990	1200	H β - H $_{13}$	37.2	13.0	sdB
488	0839+336	B1	14.5	-0.1	27.02.1990	5400	H β - H $_9$	45.1	14.3	sdB
489	0843+364	B2	14.9	0.1	10.02.1991	3600	H β - H $_{10}$	43.2	14.9	sdB
500	0955+337	B2	12.8	1.1	06.02.1991	4200	H β - H $_9$	52.4	23.8	DA
502	0956+365	N1	12.2	-0.7	08.02.1991	1200	H β - H $_{11}$	31.9	11.2	HB
506	1027+346	B1	12.5	-0.3	14.02.1991	2100	H β - H $_9$	37.1	12.1	sdOA
514	1122+336	B2	14.5	-0.3	06.02.1991	4800	H β - H $_{10}$	37.2	14.3	sdB
515	1125+345	B2a:	16.0	-0.3	18.04.1991	4200	H β - H δ	42.0	15.0	sdA-F
521	1157+343	B3	15.7	0.3	08.02.1991	5400	H β - H δ	41.5	6.5	sdOA
543	1350+372	B1	14.1	-0.4	14.02.1991	3600	H β - H $_{10}$	35.4	10.5	sdOA
565	1519+343	B2	15.9	0.3	18.04.1991	4500	H β - H ϵ	41.6	11.3	sdB
568	1523+363	N1	17.0	0.9	25.05.1998	1200	H α - H γ	56.6	17.3	DZ:
571	1533+349	B2	14.9	-0.5	19.04.1991	2100	H β - H ϵ	48.2	9.1	sdB

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
584	1650+366	B2	14.8	0.1	15.07.1991	3600	H β - H δ	36.7	9.4	sdOB
586	1654+352	B1	12.4	0.1	19.04.1991	600	H β - H γ	36.7	8.5	sdB
593	1704+347	B2	15.1	-0.5	18.04.1991	2400	H β , H γ			sd
600	1724+372	N2	13.8	-0.2	27.06.1990	1800	H β - H ϵ	21.3	5.8	sdB
607	1807+356	B3	14.9	-0.1	15.07.1991	4200	H β - H ϵ			sd:
609	1810+374	B2	14.5	-0.6	26.05.1998	1200	H α - H δ	65.6	21.4	DA
					13.08.1991	3600				
613	2154+329	B1	13.0	0.5	20.09.1990	1200	H β - H ϵ	30.7	7.6	sdOA
614	2158+360	B2	13.1	-0.3	20.09.1990	1200	H β , H γ			sd
616	2204+364	B2	11.7	-0.2	20.09.1990	480		35.1	12.3	sdOA
617	2207+359	B3	12.7	0.1	20.09.1990	900	H β - H δ	45.9	20.1	sdB
619	2209+354	B2	13.9	-0.4	20.09.1990	2400	H β - H γ	47.7	17.7	sdOA
620	2212+335	B1	14.3	-0.3	20.09.1990	2400	H β - H ϵ	45.3	25.3	sdB
622	2237+362	B2	15.3	0.3	25.09.1990	3000	H β - H δ			sd
623	2238+369	B3	14.1	0.2	25.09.1990	1800	H β - H ϵ	35.2	4.4	sdB
625	2243+343	B3	13.1	-0.5	19.09.1990	900	H β - H ϵ	34.6	11.7	sdOA
626	2253+335	B1	12.5	0.0	19.09.1990	900	H β - H ϵ	31.6	10.1	sdB
627	2300+354	B2	13.9	0.0	19.09.1990	1800	H γ - H ϵ	18.8	9.45	sdB
628	2303+344	B2	12.9	0.0	20.09.1990	900	H β - H ϵ	28.4	9.9	HBB
629	2321+339A	B3	14.5	-0.6	20.09.1990	1800	H β - H ϵ	39.1	5.5	sdB
630	2321+3399B	B3	15.0	0.0	27.09.1990	2400	H β - H δ	32.5	4.4	sdB

* Приведены данные по FBS, поскольку на DSS1 и DSS2 эти объекты попадают под изображение яркой звезды.

Примечания к отдельным объектам табл.1:

- FBS 0047+347 В спектре намечаются также линии HeI 5016, 4922, 4713, 4471, 4026, 3888.
- FBS 0053+360 В спектре наблюдаются также линии поглощения He I4471, 4388, 4026.
- FBS 0102+362 В спектре наблюдается также линия поглощения HeI4471.
- FBS 0104+333 В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI 5080, 4922, 4471, 4026.
- FBS 0224+330 Линии поглощения HeI 5016:, 4922, 4471, 4388, 4026:, HeII 4686.
- FBS 0235+353 В спектре наблюдаются также линии поглощения CaII(H&K).
- FBS 0244+366 В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI 5080, 5016:, 4922, 4471, 4388.
- FBS 0306+333 На обзорных пластинках был предварительно классифицирован как CV: переменная. Однако целевой спектр показывает, что это DA карлик.
- FBS 0311+365 В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI4471:, HeII 4686.
- FBS 0654+366 Бальмеровские линии имеют красные и голубые компоненты, HeI 4026, 4471 и 4922.
- FBS 0701+355 В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI 5016, 4471, 4026.
- FBS 0823+333 Линии H β , H γ , H δ имеют красные и голубые компоненты.
- FBS 1027+346 Линии поглощения HeI4471, 4388, 4026.
- FBS 1125+345 В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI5016, 4471, 4026, FeII4296:.
- FBS 1157+343 В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI4471, 4026.
- FBS 1350+372 Линии поглощения HeI4471:, 4026:.
- FBS 1523+363 В спектре наблюдаются также линии поглощения MgI5178 и CaII H и K, полоса G.

FBS 1650+366	В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI4922, 4471, HeII 4686.
FBS 2154+329	Линии поглощения HeI5016:, 4922, 4471, 4388, 4026.
FBS 2204+364	В спектре наблюдаются также линии поглощения HeI5016:, 4471, 4026.
FBS 2209+354	Линии поглощения HeI4922:, 4471:, 4026:, 5016:.
FBS 2243+343	Линии поглощения HeI4026, 4471.

наблюдений, 7 - длительность экспозиции в секундах, 8 - наблюдаемые спектральные линии водорода, 9 - средняя FWHM и 10 - средняя FWHM для бальмеровских линий в ангстремах, 11 - спектральный класс объектов.

Классификация проводилась по схеме, приведенной в [10]. Для разделения WD, sd и HBB приняты следующие пределы для FWHM и FWHM бальмеровских линий: WD: FWHM > 50 Å и/или FWHM > 25 Å; sd: FWHM = 25-50 Å и/или FWHM = 10-25 Å; HBB: FWHM < 25 Å и/или FWHM < 10 Å.

Понятно, что имеется и ряд промежуточных объектов, классификация которых в некоторой степени неуверенна. Дополнительным критерием для разделения классов sdB и HBB служила величина бальмеровского скачка. В основном, наша классификация для белых карликов и субкарликов основана на работах [11,12].

После табл.1 приведены примечания для отдельных объектов с описанием спектров и другими данными. На рис.1 приведены 10 щелевых спектров полосы FBS $\delta = +35^\circ$.

5. Заключение. Приведены результаты спектральных наблюдений 58 объектов FBS полосы $\delta = +35^\circ$. Все эти объекты наблюдались фотографически на 2.6-м телескопе БАО, были оцифрованы с помощью профессионального сканера и обработаны в MIDAS как цифрованные спектры. На телескопах БАО-2.6 и ОНР-1.93 с современной аппаратурой в 1997-2000гг. наблюдались еще 3 спектра для 3 объектов. Выявлены 5 белых карликов типа DA, 1 - DAB, 1 - DBA, 2 - DZ, 21 горячих субкарликов класса sdB, 11-класса sdOA, 1-sdB-O, 1-sdA-F, 3 типа sdOB, 10 субкарликов без определенного подтипа, 2 звезды горизонтальной ветви HBB. Некоторые объекты имели опубликованные спектральные классы, однако после нашей классификации они пересмотрены.

Всего в полосе FBS $\delta = +35^\circ$ получено 147 спектров для 127 BSO объектов. С учетом объектов с известными спектральными классами, практически завершено спектральное исследование звездных объектов полосы $\delta = +35^\circ$.

Авторы благодарны М.П.Верон-Сетти и Ф.Верону, а также К.Гигояну и Г.Абрамяню за предоставление наблюдательного материала, полученного на телескопах ОНР и 2.6-м телескопе БАО, а также коллегам из Римского университета "La Sapienza" за любезное предоставление сканера и фондам

CRDF (грант ARP1-2849-YE-06) и ANSEF (702-PS) за поддержку нашего проекта.

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

SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE FBS BLUE STELLAR OBJECTS. ZONE $\delta = +35^\circ$

P.K.SINAMYAN, A.M.MICKAELIAN

We present the next list of results of spectral study of the FBS blue stellar objects. 58 FBS objects of the zone with central declination $\delta = +35^\circ$ have been observed with the Byurakan Observatory 2.6m telescope in 1990-1991. In addition, 3 objects (3 CCD spectra obtained) have been observed with the BAO-2.6m and OHP-1.93m telescopes by means of modern technique in 1997-2000. 9 white dwarfs, 47 hot subdwarfs and 2 HBB stars have been revealed. Spectra for the most interesting 10 objects are given.

Key words: *stars:white dwarfs:subdwarfs:HBB stars - planetary nebulae*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian, *Астрофизика*, 49, 391, 2006.
2. P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian, *Астрофизика*, 51, 51, 2008.
3. G.I.Bryukhnevich, L.V.Gyavgyanen, E.I.Zak et al., *Astrofizika*, 21, 379, 1984.
4. G.Lemaitre, D.Kohler, D.Lacroix, J.-P.Meunier, A.Vin, *Astron. Astrophys.*, 228, 546, 1989.
5. P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes et al., *Astrophys. J.*, 328, 315, 1988.
6. A.M.Mickaelian, A.C.Gonçalves, M.P.Véron-Cetty et al., *Астрофизика*, 42, 5, 1999.
7. A.M.Mickaelian, A.C.Gonçalves, M.P.Véron-Cetty et al., *Астрофизика*, 44, 21, 2001.
8. J.E.Cabanela, R.M.Humphreys, G.Aldering et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 115, 837, 2003.
9. D.G.Monet, S.E.Levine, B.Casian et al., *Astron. J.*, 125, 984, 2003.
10. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, *Астрофизика*, 35, 197, 1991.
11. E.M.Sion, J.L.Greenstein, J.Landstreet et al., *Astrophys. J.*, 269, 253, 1983.
12. R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 61, 305, 1986.

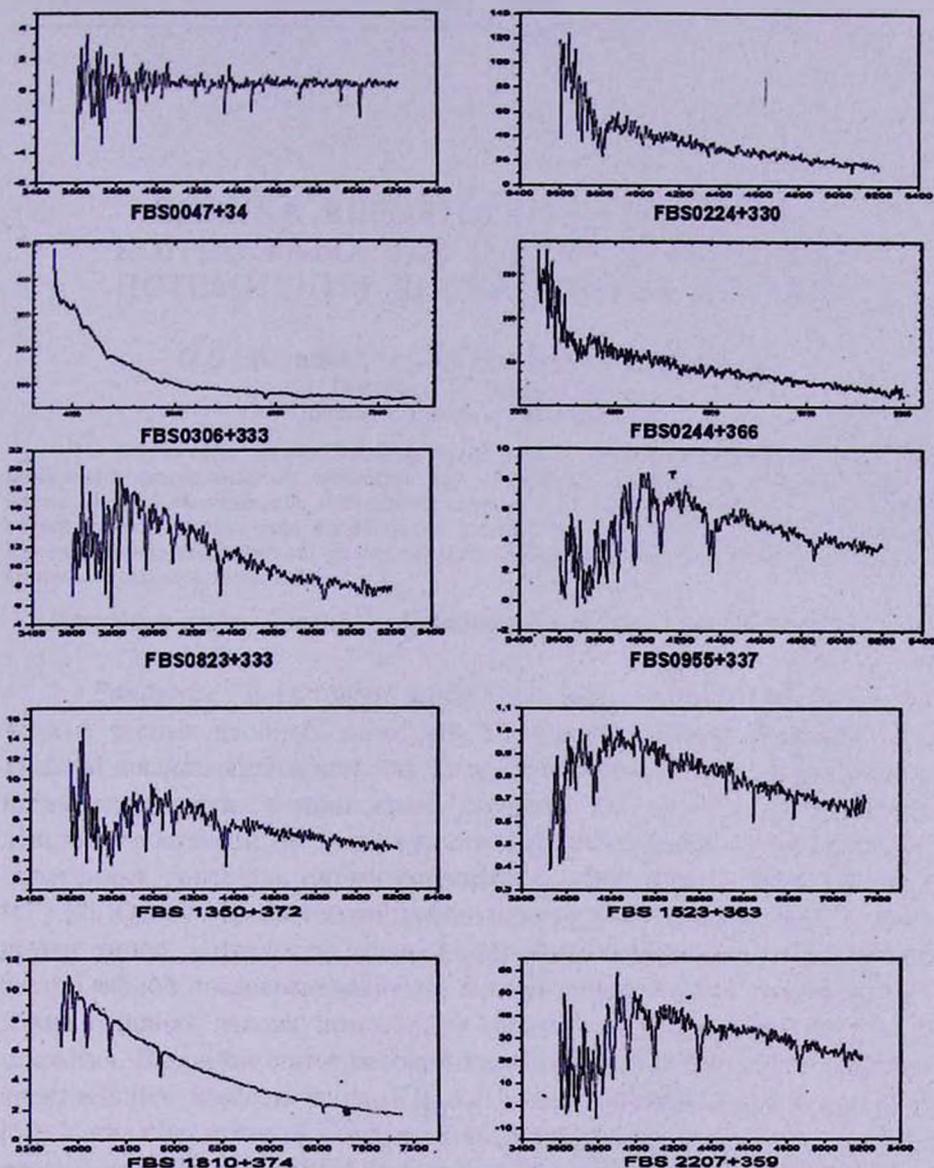


Рис.1. Щелевые спектры 10 голубых звездных объектов FBS полосы $\delta = +35^\circ$.

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ОТКРЫТИЯ КОНТАКТНЫХ ТДЗ В СЛУЧАЕ ПОЛНОГО ПОТЕМНЕНИЯ ДИСКА ЗВЕЗДЫ К КРАЮ

О.В.Еретнова¹, М.А.Свечников², М.А.Эбель¹

Поступила 23 февраля 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

Для контактных тесных двойных звезд ранних спектральных классов (типа КР) вычислены вероятности их открытия как затменных переменных в зависимости от массы главной компоненты, отношения масс и угла наклона орбиты. Рассматривается случай полного потемнения диска звезды к краю (гипотеза "D"). Проведено сравнение с результатами, полученными ранее для равномерно ярких дисков звезд (гипотеза "U"). Отличие оказалось невелико.

Ключевые слова: *(звезды:)двойные.тесные - двойные.вероятность открытия*

1. *Введение.* В [1] были вычислены вероятности открытия разделенных тесных двойных звезд, обе компоненты которых принадлежат Главной последовательности, как затменных переменных в случае полного потемнения диска звезды к краю (гипотеза "D"). Оказалось, что вычисленные вероятности не очень существенно отличаются от вероятностей, полученных ранее для случая равномерно ярких дисков звезд (гипотеза "U") [2]. Однако среди тесных двойных звезд (ТДЗ) существуют системы других типов, которые по своим свойствам отличаются от разделенных звезд Главной последовательности. Поэтому представляет интерес исследовать влияние закона потемнения звезды к краю на вероятность их открытия. В данной статье рассматриваются контактные системы ранних спектральных классов (типа КР согласно классификации Свечникова [3]). У них спектр более массивной компоненты не позднее F0, периоды превышают $0^d.5$. Спутники лежат на диаграмме Герцшпрунга-Рессела либо на Главной последовательности, либо несколько выше. Ранее [4] для данных систем была вычислена вероятность открытия в случае гипотезы "U". Компоненты контактных систем из-за приливного взаимодействия не являются шаровыми звездами, поэтому для них необходимо учитывать эффект эллипсоидальности компонент. Так как компоненты деформированы, возникает эффект гравитационного потемнения диска звезды, который необходимо учитывать совместно с краевым потемнением. Поскольку у контактных двойных звезд обе компоненты наполняют

свои внутренние критические поверхности (ВКП) или близки к ним по размерам, то величина большой полуоси орбиты A для них однозначно определяется значениями массы главной компоненты M_1 и отношением масс q . В результате вероятность открытия их как затменных переменных будет зависеть от трех параметров: M_1 , q и угла наклона орбиты i .

Закон потемнения диска звезды к краю в общем случае можно представить как $I = I_0(1 - x + x \cos \omega)$, где I_0 - яркость в центре диска, ω - угол между направлением из центра звезды на Землю и направлением из центра звезды на выбранный элемент ее поверхности, x - коэффициент потемнения к краю. Если $x = 1$, то $I = I_0 \cos \omega$ - случай полного потемнения диска к краю (гипотеза "D").

Полная вероятность открытия тесной двойной звезды как затменной переменной при сравнении двух фотографических пластинок, полученных в произвольные моменты времени t_1 и t_2 , равна $W = W_1 \cdot W_2$. Здесь W_1 - геометрическая вероятность открытия затменной переменной, т.е. вероятность того, что плоскость орбиты ТДЗ будет ориентирована по отношению к наблюдателю таким образом, чтобы имели место затмения глубиной, большей чем "порог обнаружения" Δm_{min} при фотографических наблюдениях. W_2 - вероятность обнаружения при сравнении двух фотографических пластинок переменности блеска двойной звезды с амплитудой главного минимума $A_1 \geq \Delta m_{min}$ при произвольном распределении фаз, соответствующих моментам t_1 и t_2 .

2. Геометрическая вероятность. Как и в [1,4], геометрическая вероятность открытия определяется как $W_1 = \delta_{zp} = (R_1 + R_2 \cdot p_{zp}) / A = r_1 + r_2 \cdot p_{zp}$, где δ_{zp} - граничное относительное расстояние между проекциями центров компонент на картинную плоскость, при котором глубина главного минимума будет равна $\Delta m_{min} = 0^m.25$, p_{zp} - соответствующая геометрическая глубина затмения, R_1 , R_2 и r_1 , r_2 - абсолютные и относительные радиусы компонент, соответственно.

Физический смысл геометрической глубины затмения p таков: если затмевается малая звезда, то p равно отношению расстояния от центра затмеваемой звезды до ближайшей точки затмеваемой звезды к радиусу затмеваемой звезды ($p = (\delta - r_1) / r_2$) [5]. В начале затмения, в момент первого контакта, $\delta = r_1 + r_2$ и $p = 1$. В начале же полной фазы затмения, когда происходит второй контакт и малая звезда полностью заходит за большую, $\delta = r_1 - r_2$ и $p = -1$. В момент, когда центры дисков звезд совпадают, $\delta = 0$ и $p = -r_1 / r_2 = -1/k$.

Так как обе компоненты КР-систем полностью заполняют свои ВКП, то, согласно [6], радиус главной компоненты

$$R_1 = 0.378 q^{-0.2084}, \quad (1)$$

а радиус спутника

$$R_2 = 0.377 q^{0.2743}. \quad (2)$$

Следовательно, геометрическая вероятность открытия для КР-систем

$$W_1 = 0.378 q^{-0.2084} + 0.377 p_{zp} q^{0.2743}. \quad (3)$$

Геометрическая глубина затмения p_{zp} является функцией от отношения радиусов компонент $k = R_2/R_1$ и фотометрической фазы затмения α : $p_{zp} = p(k, \alpha_{zp})$.

У КР-систем главному минимуму соответствует затмение типа М → Б (малая звезда затмевает большую). Так как величина W_1 определяется более глубоким минимумом, при вычислении геометрической глубины затмения будем рассматривать затмение типа М → Б.

Фотометрической фазой затмения называют отношение потери блеска в данный момент L_D к потере блеска в момент внутреннего касания дисков L_{DA} [5]:

$$\alpha = \frac{L_D}{L_{DA}} = \frac{\iint_{\Omega} I(\omega) d\sigma}{\iint_{\Omega_1} I(\omega) d\sigma}, \quad (4)$$

где Ω - область интегрирования, соответствующая затемненной части большой звезды при данном расстоянии между центрами δ , т.е. при данных p и k , Ω_1 - область интегрирования, распространенная по поверхности диска большой звезды, закрытой малой, I - яркость единицы поверхности диска звезды, а ω - угол между направлением из центра звезды на Землю и направлением из центра звезды на выбранный элемент ее поверхности $d\sigma$. Для случая полного потемнения диска звезды к краю

$$L_D = I_0 \iint_{\Omega} \cos\omega d\sigma \quad \text{и} \quad L_{DA} = I_0 \iint_{\Omega_1} \cos\omega d\sigma. \quad (5)$$

Как и в [1], обозначим наибольшую возможную фотометрическую фазу затмения при данном значении k через α_M ($\alpha_M > 1$). Она осуществляется при совпадении центров дисков звезд. Если обозначить через L_{DM} соответствующую этому расположению потерю блеска, то

$$\alpha_M = \frac{L_{DM}}{L_{DA}} \quad (6)$$

Деля (4) на (6), имеем

$$\frac{\alpha}{\alpha_M} = \frac{L_D}{L_{DM}} = \frac{L_D}{L_1} \cdot \frac{L_1}{L_{DM}}, \quad (7)$$

где L_1 - блеск большой звезды.

Как упоминалось ранее, $\Delta m_{min} = 0^m.25$, поэтому $L_D = 1 - L_{\varphi} = 0.2057$, где L_{φ} - блеск системы, соответствующий значению Δm_{min} .

Потеря блеска при совпадении центров дисков звезд L_{DM} и блеск большой звезды L_1 выражаются также интегралами (5). Только область интегрирования для L_{DM} соответствует поверхности диска большой звезды, закрытой малой, а для L_1 - всей поверхности диска большой звезды. Вычисляя данные интегралы в полярных координатах, имеем:

$$L_{DM} = \frac{2}{3} \pi I_0 r_1^2 \left(1 - (1 - k^2)^{3/2} \right); \quad L_1 = \frac{2}{3} \pi I_0 r_1^2.$$

Так как $\alpha_M = 1 + A(k)$, где $A(k)$ - функция, зависящая только от отношения радиусов звезд и табулированная для различных значений k в работе Цесевича [5], то, подставляя все в (7), получаем

$$\alpha_{\varphi} = \frac{0.2057(1 + A(k))}{L_1(1 - (1 - k^2)^{3/2})}. \quad (8)$$

Величину L_1 можно найти следующим образом. Рассмотрим отношение поверхностных яркостей J_1 и J_2 компонент (считая их излучение чернотельным)

$$\gamma = \frac{J_1}{J_2} = \frac{L_1}{L_2} \cdot \frac{R_2^2}{R_1^2} = \frac{e^{c_2/\lambda T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda T_1} - 1},$$

где T_1, T_2 - эффективные температуры компонент ТДЗ; λ - длина волны, на которой наблюдается звезда; $c_2 = hc/k = 1.43883 \text{ см/град}$.

Главные компоненты КР-систем приблизительно удовлетворяют эмпирическому соотношению масса (M) - эффективная температура (T_{φ}) для звезд Главной последовательности. Для звезд, более ранних, чем спектральный класс М0 (т.е. практически для компонент всех наблюдаемых систем типа КР), из [7] имеем:

$$\log M = 1.504 \cdot \log T_{\varphi} - 5.598, \quad (9)$$

откуда $T_{1\varphi} = 5275 \cdot M^{0.665}$.

Спутники маломассивных КР-систем ($\log M_2 \leq 0.3$) обладают избытками светимости по сравнению со звездами Главной последовательности той же массы. Поэтому для них можно воспользоваться статистической зависимостью $T_{набл}/T_{м-сп}$ от M_2 , полученной по данным каталога [8] и приведенной на рис.1:

$$\log \frac{T_{набл}}{T_{м-сп}} = 0.101 - 0.462 \cdot \log M_2, \quad (10)$$

где $T_{набл}$ - наблюдаемая эффективная температура звезды, $T_{м-сп}$ - эффективная температура, которую имела бы звезда, если бы находилась на Главной последовательности.

Используя (9) и (10), для спутников маломассивных КР-систем можно получить $T_{2эф} = 6653 \cdot M_2^{0.203}$. Для спутников массивных систем

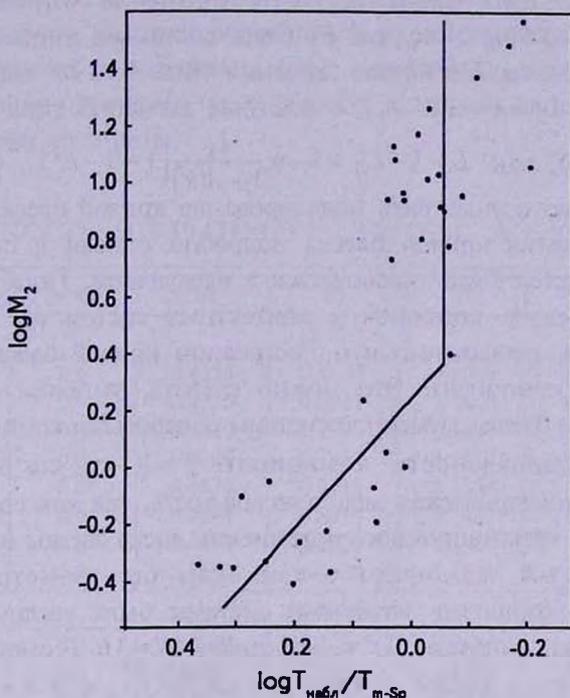


Рис.1. Статистическая зависимость $\log T_{набл}/T_{м-сп}$ от $\log M_2$ для спутников КР-систем.

можно приближенно воспользоваться соотношением $M - T_{эф}$ для звезд Главной последовательности, так как они, как правило, не обладают существенными избытками светимости.

Зная γ , легко найти L_1 из соотношений $L_1/L_2 = \gamma/k^2$ и $L_1 + L_2 = 1$ при различных значениях M_1 и M_2 : $L_1 = \gamma/\gamma + k^2$.

После нахождения α_{zp} , можно определить $p_{zp} = p(k, \alpha_{zp})$ (по таблицам Цесевича [5]), а затем, используя (3), не трудно найти геометрическую вероятность.

3. *Фотометрическая вероятность.* Для вероятности W_2 при сравнении одной пары пластинок, полученных в произвольные моменты t_1 и t_2 , которым соответствуют фазовые углы θ_1 и θ_2 , воспользуемся функцией, полученной Плаутом [9]:

$$F(\Delta m) = \begin{cases} 0, & \Delta m \leq 0^m.25, \\ -0.04 + 0.5\Delta m, & 0^m.25 \leq \Delta m \leq 1^m.7, \\ \approx 0.83, & \Delta m \geq 1^m.7. \end{cases} \quad (11)$$

где $\Delta m = |m(\theta_1) - m(\theta_2)|$ - разность звездных величин двойной системы в моменты времени t_1 и t_2 . Величина Δm при данных значениях θ_1

и θ_2 определяется формой кривой блеска и глубинами минимумов. Она зависит от физических параметров компонент системы и угла наклона орбиты: $\Delta m = \Delta m(M_1, q, i)$. Величина m определяется соотношением $m = -2.5 \log L + m_0$, где L - блеск системы в данный момент времени. Блеск системы L в случае затмения типа Б \rightarrow М выражается формулой $L = 1 - \alpha L_2 = 1 - \alpha(1 - L_1)$, а в случае затмения типа М \rightarrow Б, используя (7) и (8), как $L = 1 - L_D = 1 - \alpha \frac{L_1}{1 + A(k)} \left(1 - (1 - k^2)^{3/2}\right)$.

Далее необходимо осуществить моделирование кривой блеска звезды. Процесс моделирования кривой блеска подробно описан в статье [1]. Отличие для КР-систем будет заключаться в следующем. Поскольку из-за приливных эффектов компоненты контактных систем не являются шаровыми звездами, необходимо при построении кривой блеска учесть эллипсоидальность компонент. Это можно сделать, умножая ординату каждой точки кривой блеска затменной системы с шаровыми компонентами на фактор эллипсоидальности компонент $f = (1 - z_{fm} \cos^2 \theta)^{1/2}$, где $z_{fm} = Nz_{geom}$ - фотометрическая эллипсоидальность, так как совместное действие краевого и гравитационного потемнения диска звезды на кривую блеска вызывает тот же эффект, как если бы геометрическая эллипсоидальность компонент затменной системы была увеличена в N раз. Согласно [10], для гипотезы "D" коэффициент $N=3.6$. Геометрическая эллипсоидальность $z_{geom} = \varepsilon^2 \sin^2 i$, где $\varepsilon = (1 - b^2/a^2)^{1/2}$, a и b - малая и большая полуоси звезд, $b/a = 0.867 + 0.076q$, согласно [6]. Фактор эллипсоидальности учитывался и в геометрической вероятности при вычислении фотометрической фазы (8).

Найдя $m(\theta_1)$ и $m(\theta_2)$, можно вычислить $F(\Delta m) = F(\theta_1, \theta_2)$ по формуле (11). Величина W_2 определяется (при сравнении одной пары фотопластинок) по формуле:

$$W_2 = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\theta_1, \theta_2) d\theta_1 d\theta_2. \quad (12)$$

Оценка W_2 выполнялась методом Монте-Карло. Для этого производилась выборка n независимых пар случайных чисел ξ_i, η_i , равномерно распределенных в интервале $[0; 2\pi]$. Интеграл в (12) оценивался как

$$W_2 = F < (\xi, \eta) > = \frac{1}{n} \sum_i F(\xi_i, \eta_i).$$

Объем выборки определяет точность оценки и должен быть достаточно большим. В нашей работе $n=5000$.

Переход от $W_2(1)$ (сравнение одной пары фотопластинок) к $W_2(4)$ (сравнение четырех независимых пар фотопластинок) осуществлялся согласно $W(4) = 1 - [1 - W(1)]^4$.

4. *Полная вероятность. Обсуждение результатов.* Найдя W_1 и W_2 , можно вычислить полную вероятность открытия тесных двойных систем типа КР как затменных переменных: $W = W_1 \cdot W_2$. Так как в данной работе искомая вероятность рассматривается как функция от массы главной компоненты (M_1), отношения масс компонент (q) и угла наклона орбиты (i), то в качестве исходных данных использовались следующие величины:

Таблица 1

ВЕРОЯТНОСТЬ ОТКРЫТИЯ КР-СИСТЕМ, W (x10). ГИПОТЕЗА "D"

$\log M_1$	$i = 40$	50	60	70	80	90
$q = 0.3$						
0.2	0.0	0.4253	0.8134	1.1558	1.3919	1.4413
0.4	0.0	0.4756	0.8031	1.1800	1.3669	1.4374
0.6	0.0	0.4870	0.7986	1.1447	1.3736	1.4329
0.8	0.0	0.4900	0.7954	1.1417	1.3786	1.4159
1.0	0.0	0.4834	0.8215	1.1423	1.3744	1.4321
1.2	0.0	0.4644	0.8214	1.1641	1.3726	1.4318
1.4	0.0	0.4577	0.8223	1.1719	1.3555	1.4317
1.6	0.0	0.4653	0.8080	1.1654	1.3737	1.4341
$q = 0.5$						
0.2	0.0	0.3739	0.7433	0.9575	1.0666	1.0833
0.4	0.0	0.4071	0.8393	1.1478	1.3301	1.3290
0.6	0.0	0.4113	0.8737	1.2146	1.4305	1.4493
0.8	0.0	0.4059	0.8221	1.0898	1.4150	1.2823
1.0	0.0	0.4131	0.7996	1.0330	1.2259	1.2543
1.2	0.0	0.3979	0.7573	1.0490	1.1892	1.2121
1.4	0.0	0.3895	0.7285	1.0276	1.1642	1.1965
1.6	0.0	0.3871	0.7369	0.9887	1.1873	1.1168
$q = 0.7$						
0.2	0.0	0.2940	0.6190	2.0075	2.7362	1.2398
0.4	0.0	0.3190	0.6955	1.1153	1.4673	1.5987
0.6	0.0	0.3194	0.6506	1.0574	1.3682	1.5008
0.8	0.0	0.3203	0.6559	1.0245	1.3196	1.4569
1.0	0.0	0.3028	0.6377	1.0072	1.2558	1.4137
1.2	0.0	0.3318	0.6462	0.9829	1.2960	1.3360
1.4	0.0	0.2976	0.6239	0.9900	1.2639	1.3715
1.6	0.0	0.2941	0.6268	0.9313	1.2669	1.3919
$q = 0.9$						
0.2	0.0	0.1901	0.5065	0.8208	1.1335	1.2823
0.4	0.0	0.2237	0.6473	1.0543	1.4493	1.6542
0.6	0.0	0.2011	0.5433	0.8875	1.2589	1.4738
0.8	0.0	0.2110	0.5390	0.9133	1.2753	1.4146
1.0	0.0	0.2003	0.5340	0.8826	1.2960	1.4936
1.2	0.0	0.1899	0.5255	0.8847	1.2868	1.4420
1.4	0.0	0.2092	0.5310	0.9010	1.2992	1.4794
1.6	0.0	0.2008	0.5454	0.8946	1.3003	1.4243

1. отношение масс компонент: $q = 0.3, 0.5, \dots, 0.9$;
2. логарифм массы главной компоненты: $\log M_1 = 0.2, 0.4, \dots, 1.6$;
3. угол наклона орбиты: $i = 50^\circ, 60^\circ, \dots, 90^\circ$.

Масса главной компоненты и большая полуось орбиты измеряются в солнечных единицах.

Полученные результаты представлены в табл.1. Как видно из таблицы, полные вероятности открытия КР-систем слабо зависят от массы главной компоненты M_1 и отношения масс q . Зависимость вероятностей от угла наклона орбиты i представлена на рис.2. С ростом

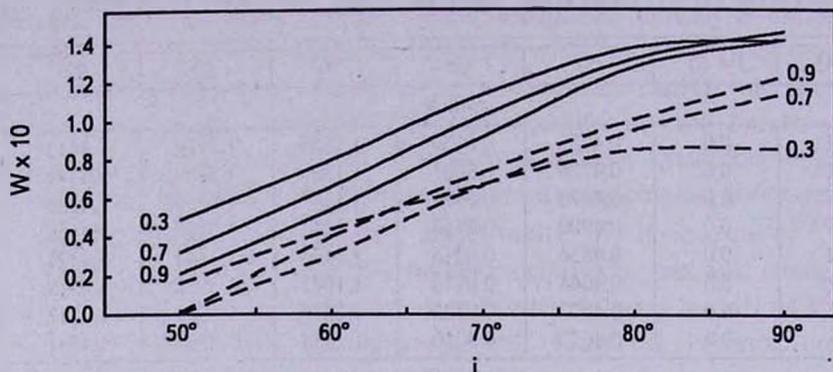


Рис.2. Сравнение вероятностей W открытия КР-систем как затменных переменных в зависимости от угла наклона орбиты i и отношения масс q при $\log M_1 = 0.8$ для "D" гипотезы (сплошная линия) и для "U" гипотезы (пунктирная линия). Цифры у кривых указывают соответствующие отношения масс.

i вероятности открытия увеличиваются, а при $i \geq 80^\circ$ становятся практически постоянными. Это можно объяснить тем, что при $i \geq 80^\circ$ затмения в главном минимуме становятся полными, и дальнейшее увеличение i не может существенно повлиять на глубину главного минимума, а, следовательно, и на вероятность открытия. Также на рис.2 приведено сравнение полной вероятности открытия КР-систем для "U" и "D" гипотез. Из рисунка следует, что полная вероятность открытия ТДЗ данного типа для "D" гипотезы больше, чем для "U", но отличие не слишком велико. Это объясняется следующим: 1) Для наблюдения затмения необходимо, чтобы диски звезд перекрывались настолько, чтобы разность в блеске компонент была равна порогу обнаружения. В нашем случае диски звезд неравномерно яркие, причем изменение яркости диска звезды обусловлено двумя причинами. Во-первых, краевым потемнением, которое должно вести к уменьшению геометрической вероятности открытия, так как доля затмеваемой поверхности для достижения порога обнаружения в этом случае должна быть больше, чем в гипотезе "U". Во-вторых, из-за наличия эффекта эллипсоидальности

возникает гравитационное потемнение диска. На поверхности деформированной звезды сила тяжести больше у полюсов, а меньше на экваторе. Поэтому на полюсах может появиться не потемнение, а повышение яркости, что приведет к увеличению геометрической вероятности. 2) Фотометрическая вероятность определяется формой кривой блеска и разностью глубин минимумов, которые отличаются для "U" и "D" гипотез. Так, в главном минимуме у КР-систем затмение типа М → Б, поэтому в случае "D" гипотезы после второго контакта блеск системы продолжает уменьшаться, и глубина минимума будет больше, чем для "U" гипотезы. А это ведет к увеличению фотометрической вероятности открытия.

Результаты данной статьи и статьи [1] позволяют сделать вывод, что учет потемнения диска звезды к краю не оказывает существенного влияния на величину вероятностей открытия ТДЗ различных типов как затменных переменных звезд, хотя для контактных систем вероятности отличаются сильнее. Также надо отметить, что метод оценки вероятности в случае гипотезы "U" гораздо более прост и менее трудоемок.

¹ Челябинский государственный университет,
Россия, e-mail: eretnova@csu.ru, ebelma@mail.ru

² Уральский государственный университет им. М.Горького,
Россия

ESTIMATING OF THE DISCOVERY PROBABILITIES FOR CONTACT CBS IN CASE OF TOTAL LIMB DARKENING

O.V.ERETNOVA¹, M.A.SVECHNIKOV², M.A.EBEL¹

The probabilities of discovering contact close binary stars of early spectral types (CE-systems) as eclipsing variable depending on the values M_1 , q and i are calculated. The case of total limb darkening (the hypothesis "D") is described. This is compared with earlier results for uniformly bright stellar disks (hypothesis "U"). The difference is not great.

Key words: (stars:)binaries:close - binaries:probabilities of discovery

ЛИТЕРАТУРА

1. *О.В.Еретнова, М.А.Свечников, М.А.Эбель*, *Астрофизика*, **49**, 151, 2006.
2. *М.А.Свечников, О.В.Еретнова*, *Астрономо-геодезические исследования*, Екатеринбург, **75**, 1991.
3. *М.А.Свечников*, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Свердловск, 1969.
4. *О.В.Еретнова, М.А.Свечников*, *Астрономо-геодезические исследования*, Екатеринбург, **115**, 1995.
5. *В.П.Цесевич*, *Методы исследования затменных переменных звезд*, ОГИЗ: Гостехгеориздат, М.-Л., **3**, 1947.
6. *M.Plavec, P.Kratochvil*, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **15**, № 5, 165, 1964.
7. *С.Ю.Горда, М.А.Свечников*, *Астрон. ж.*, **76**, №8, 598, 1999.
8. *М.А.Свечников*, *Каталог орбитальных элементов, масс и светимостей тесных двойных звезд*, Изд. УрГУ, Иркутск, с.226, 1986.
9. *L.Pluut*, *Bull. Astron. Inst. Netherlands. Suppl. Ser.*, **1**, № 3, 105, 1966.
10. *Затменные переменные звезды*. Под ред. В.П.Цесевича., Наука, М., **352**, 1971.

СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕДЛЕННЫХ
CP-РОТАТОРОВ: HD 9996, HD 188041Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ¹, Е.ГЕРТ²

Поступила 21 ноября 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

Представлена заключительная работа по исследованию структуры магнитных полей CP-звезд с большими периодами вращения. Сделан предварительный вывод об отсутствии влияния ориентации и силы магнитного поля на их скорости вращения. Показано, что ориентация дипольных структур медленных магнитных ротаторов произвольна, как и быстрых ротаторов. Ставится под сомнение гипотеза торможения магнитных звезд под влиянием магнитного поля. Вероятно происхождение CP-звезд связано с их начальным медленным вращением.

Ключевые слова: *звезды: магнитные поля - объекты: HD 9996, HD 188041*

1. *Введение.* Этой работой мы заканчиваем цикл исследований конфигураций магнитного поля CP-звезд с большими периодами ($P > 25^d$) вращения. Предыдущие работы [1-4] содержат результаты исследования 7 таких звезд. Главная задача заключается в сравнении основных свойств магнитного поля у быстрых и медленных ротаторов, чтобы выяснить возможность влияния конфигураций магнитного поля на предполагаемую степень торможения CP-звезд.

Наша методика моделирования основана на предположении наличия источников магнитного поля, состоящих из магнитных монополей. В отличие от некоторых других методов моделирования магнитного поля CP-звезд наша методика имеет физический смысл, который заключается в том, что магнитное поле, как и другие поля, должно иметь источник. Она отличается от некоторых других, например тех, которые описывают фазовые зависимости магнитного поля с помощью синусоиды, косинусоиды и т.д., которые характеризуют только их форму. Наша методика и ее физические основы подробно описаны в статье [5]. Задавая координаты монополей (λ - долгота, δ - широта), магнитный момент M и угол наклона i к лучу зрения, мы вычисляем фазовые зависимости среднего эффективного поля B_e - Φ и среднего поверхностного поля B_s - Φ , которые сравниваем с наблюдаемыми зависимостями. Наилучшее совпадение достигается методом последовательных приближений. Угол i получается автоматически, если известны обе фазовые зависимости. Если известна

только зависимость $B_e - \Phi$, то угол i определяется из $v \sin i$. Экваториальная скорость v оценивается по известной формуле $v = 50.6 P/R$, где P - период вращения в днях, а R - радиус звезды в солнечных единицах. По сравнению с первым случаем этот способ дает приближенную оценку параметров, как правило, вследствие недостаточной точности $v \sin i$ и неточности формулы.

Из-за медленного вращения исследуемых нами в этой работе звезд, мы не располагаем достаточно точными измерениями $v \sin i$, по которым можно было бы оценить угол i , но для них имеются измерения средних поверхностных магнитных полей B_s . Соотношение средних величин B_s/B_e очень чувствительно к углу i , поэтому этот угол определяется достаточно точно: ошибка обычно порядка $\pm 1^\circ$.

2. Звезда HD 9996. Существует достаточно много измерений эффективного магнитного поля B_e для HD 9996, однако среди них наблюдается значительный разброс. Для построения фазовой зависимости $B_e - \Phi$ использованы источники [6-10]. К сожалению, имеется только несколько измерений среднего поверхностного магнитного поля B_s [9,11], по

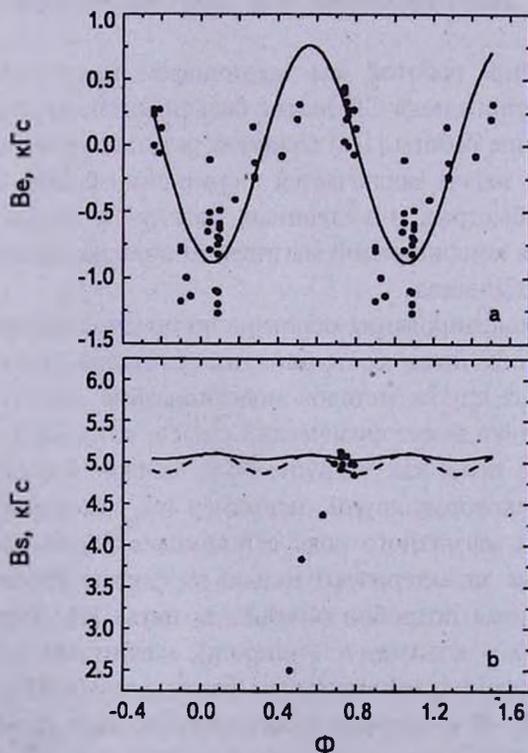


Рис.1. Фазовые зависимости магнитного поля для звезды HD 9996. а) точки - наблюдения, сплошная кривая - модельные зависимости, одинаковые для обоих вариантов: большого и малого углов β ; б) точки - наблюдения, сплошная линия - малый угол β , штриховая линия - большой угол β .

которым построить фазовую зависимость невозможно, но можно приближенно оценить угол наклона звезды i . Фазовая зависимость $Ve - \Phi$ приведена на рис.1а кружками. Фазы вычислены по эфемериде из работы [12]. Из измерений Матисса получается, что среднее поверхностное поле $B_s \approx 5$ кГс. По оценке Престона [8] $B_s = 2.2$ кГс, по оценке Шольца [10] $B_s = 2.5$ кГс. Все эти измерения попадают в область фаз 0.48-0.79 и столь значительные изменения не могут быть объяснены никакой моделью. Мы предпочитаем измерения Матисса, потому что его метод апробирован на большом числе измерений многих звезд. Большой разброс измеренных величин Ve и B_s , как показала практика, обычно вызывается невыгодной для измерений ориентацией звезды относительно наблюдателя. Действительно, в дальнейшем мы увидим, что звезда повернута к наблюдателю преимущественно со стороны магнитного экватора.

В качестве первого приближения при определении основных параметров магнитного поля мы использовали модель центрального диполя. Такая модель имеет два решения - с малым углом β между осью диполя и осью вращения и с большим углом. Обычно выполняются оба варианта, затем выбирается наиболее вероятный. На рис.1а и б приведены вычисленные фазовые зависимости для обоих случаев - малого и большого угла β , которые обозначены сплошной и штриховой линией, соответственно. В обоих случаях среднее значение $B_s \approx 5$ кГс. Параметры моделей приведены в табл.1. Мы принимаем более вероятным вариант с меньшей амплитудой B_s на основании опыта прежних случаев моделирования. Модельные фазовые зависимости $B_s - \Phi$ имеют в обоих случаях очень малую амплитуду. Следовательно большой разброс точек

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ МОДЕЛИ ЦЕНТРАЛЬНОГО ДИПОЛЯ ДЛЯ ЗВЕЗДЫ HD9996

А. Вариант малого угла β

Знак монополя	Долгота λ	Широта δ	Угол β	Угол наклона i	Поле B_p на полюсах
-	18°	78°	12°	89°.5	-8100 Гс
+	198	-78			+8100

В. Вариант большого угла β

Знак монополя	Долгота λ	Широта δ	Угол β	Угол наклона i	Поле B_p на полюсах
-	18°	0°.5	89°.5	24°:	-8710 Гс
+	198	-0.5			+8710

среди разных авторов может быть объяснен только ошибками, которые возникают вследствие невыгодной для измерений поля ориентацией звезды. Действительно, звезда видна преимущественно со стороны магнитного экватора, а магнитные полюса расположены на краю диска. Поэтому на спектральную линию действуют поля разного знака и распределение поляризации внутри линии оказывается очень сложным. Измеренияотягощены большими ошибками. Уточнение модели HD 9996 невозможно без дополнительных измерений, особенно V_s . Вследствие указанных наблюдательных трудностей оставим предположение центрального диполя как первое приближение. Угол i мы указываем с точностью до $0^\circ.1$, потому что при данной ориентации звезды среднее положение фазовой зависимости $V_s - P$ очень сильно зависит от этого угла.

3. Звезда HD 188041. Для построения модели магнитного поля звезды HD 188041 мы первоначально рассматривали все работы [13-18], в которых содержатся измерения V_e и V_s . Оказалось, что все они характерны слишком большим разбросом величин поля. Единственный ряд, содержащий значительное количество данных для V_e и имеющий относительно небольшой разброс, принадлежит Бэбкоку [13], поэтому мы использовали только его данные. Измерения V_s мы взяли из [11,19]. Для удобства демонстрации вычисленных и наблюдаемых зависимостей $V_s - \Phi$ мы отложили сглаженные величины, полученные методом скользящего среднего по 4 точкам.

Измеренные величины V_e и V_s обозначены на рис.2а, b и с точками, причем значения Φ вычислены на основании эфемериды из [13].

Минимум магнитного поля = JD2432323 + 226E.

Как обычно первое приближение делается из предположения центрального диполя для двух случаев - с малым углом β и большим углом. При этом в первую очередь мы добивались совпадения зависимостей $V_e - \Phi$ и затем $V_s - \Phi$. Результат такой процедуры представлен в табл.2А и В и на рис.2а и b.

Сплошной кривой на рис.2b изображена вычисленная зависимость в случае малого β , штриховой - в случае большого. Хорошо видно, что ни один вариант по форме не подходит к наблюдаемой зависимости $V_s - \Phi$. Это означает, что структура магнитного поля звезды не соответствует предположению модели центрального диполя.

Следующий шаг состоял в том, чтобы найти такое положение магнитных зарядов внутри звезды, при котором обе вычисленные фазовые зависимости наилучшим образом соответствовали наблюдениям. Как и в предыдущем случае, в первую очередь добиваемся совпадения на зависимости $V_e - \Phi$ на рис.2а. Подбирая все параметры методом последовательных приближений, были получены два решения - с малым и большим углом β . На

рис.2с первый вариант обозначен сплошной линией и второй - штриховой. Хорошо видно, что вариант с большим β совершенно не соответствует наблюдениям по форме зависимости, но подходит вариант с малым углом β . Параметры, при которых получены эти два

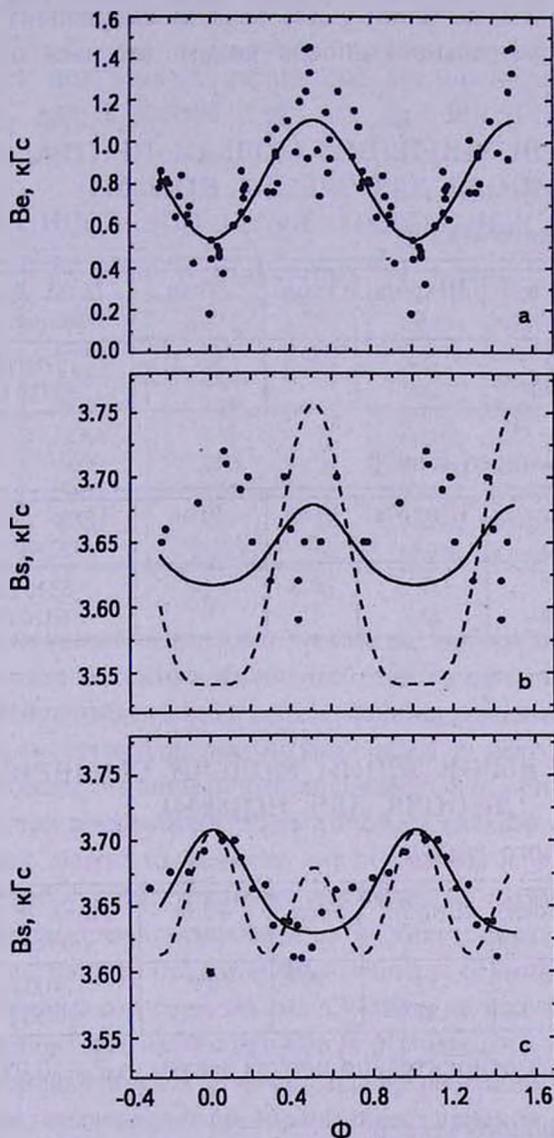


Рис.2. Фазовые зависимости магнитного поля для звезды HD 188041. а) точки - наблюдения, сплошная кривая - модельные зависимости, одинаковые для всех вариантов вычислений. б) точки - наблюдения, сплошная линия - вариант для модели центрального диполя и малого угла β , штриховая линия - вариант для модели центрального диполя и большого угла β . с) точки - наблюдения, сплошная линия - вариант для модели смещенного диполя и малого угла β , штриховая линия - вариант для модели смещенного диполя и большого угла β .

решения, приведены в табл.3А и В. Таким образом, получается, что звезда HD 188041 имеет структуру магнитного поля диполя, смещенного вдоль оси в сторону отрицательного монополя на величину 0.07 радиуса звезды.

Сравнивая полученные данные для модели смещенного диполя с параметрами для центрального диполя видим, что они оказываются

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ МОДЕЛИ ЦЕНТРАЛЬНОГО ДИПОЛЯ ДЛЯ ЗВЕЗДЫ HD188041

А. Вариант малого угла β

Знак монополя	Долгота λ	Широта δ	Угол β	Угол i	Поле V_p на полюсах
-	0°	-84°	6°	80°.5	-5780 Гс
+	180	84			+5780 Гс

В. Вариант большого угла β

Знак монополя	Долгота λ	Широта δ	Угол β	Угол i	Поле V_p на полюсах
-	0°	-13°.2	76°.8	14°	-6310 Гс
+	180	13.2			+6310 Гс

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ МОДЕЛИ СМЕЩЕННОГО ДИПОЛЯ ДЛЯ HD188041

А. Вариант малого угла β

Знак монополя	Долгота λ	Широта δ	Угол β	Угол i	Поле V_e на полюсах
-	0°	-83°	7°	83°	-7400 Гс
+	180	83			+4850 Гс

Смещение диполя относительно центра звезды $\Delta a = -0.07$.

В. Вариант большого угла β

Знак монополя	Долгота λ	Широта δ	Угол β	Угол i	Поле V_e на полюсах
-	0°	-10°	80°	16°	-7540 Гс
+	180	10			+5580 Гс

Смещение диполя относительно центра звезды $\Delta a = -0.05$.

относительно близкими. Смещение диполя в модели мало влияет на все параметры кроме величины магнитного поля на полкосох. Звезда HD 188041 видна со стороны экватора, а ось диполя близка к оси вращения. Такая ориентация магнитного поля крайне невыгодна для измерений, что и объясняет большой разброс наблюдаемых точек на фазовых зависимостях.

Точность полученных параметров мы оцениваем для i , β и δ равной $\pm 1^\circ$, для λ равной $\pm 10^\circ$, для $V_p \pm 30 - 50$ Гс.

Таблица 4

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ МЕДЛЕННЫХ СР-РОТАТОРОВ

HD	V_s , Гс	P , дней	β	Структура	Источник
2453	547	521	80	центр. диполь	[1]
9996	8000:	4800	12:	центр. диполь?	эта работа
12288	35	7900	66	центр. диполь	[1]
116458	4600	148	12	смещ. диполь	[2]
126515	12300	130	86	смещ. диполь	[2]
187474	5000	2345	24	смещ. диполь	[3]
188041	3600	224	20	центр. диполь	эта работа
200311	8600	52	86	смещ. диполь	[1]
201601	3800	72 года	50	смещ. диполь	[4]

4. **Заключение.** Приведем основные результаты, полученные на основании моделирования магнитных полей медленных СР-ротаторов.

1) В табл.4 приведены все полученные нами результаты по исследованию ориентации и структуры магнитного поля у медленно вращающихся магнитных звезд. Из данных таблицы видно, что ориентация магнитных диполей внутри звезды может быть любой, без какого-либо преимущества. Это главный вывод настоящего исследования и он не подтверждает результаты работы [20], в которой сообщается, что медленные ротаторы имеют преимущественно малые углы β . Таким образом, предположение о том, что магнитные поля с коллинеарными осями диполя и вращения являются источником торможения СР-звезд не подтверждается.

2) На основании наших данных [4,21] известно, что для медленных СР-ротаторов зависимость V_s от периода вращения по-видимому обратная, что также не подтверждает предположение о влиянии магнитного поля на вращение.

3) В нашей работе [4] приведены результаты моделирования магнитных полей быстро вращающихся магнитных звезд, из которых видно, что они также как и медленно вращающиеся звезды имеют произвольную ориентацию диполей, как и у медленных ротаторов. Таким образом, накопленные к настоящему моменту данные не позволяют предположить

каких-либо различий в структуре магнитных полей быстрых и медленных ротаторов, следовательно конфигурация поля не влияет на степень замедления магнитных звезд. Существуют признаки того, что происхождение CP-звезд связано с их начальным медленным вращением [21]. В этой же работе мы тоже приводили доводы в пользу предположения, что величина поля и его конфигурация не повлияли на свойства CP-звезд. Среднее поверхностное поле, по-видимому, изменяется с возрастом за период жизни на Главной последовательности только вследствие эволюционного изменения радиуса звезд [22].

4) Параметры магнитного поля звезды HD 9996, особенно угол i , недостаточно надежны вследствие малого количества измерений B_s .

5) Метод "магнитных зарядов" в принципе позволяет воспроизвести любую конфигурацию магнитного поля при достаточно точных измерениях фазовых зависимостей. Те данные, которыми мы располагаем, показывают, что в первом приближении структура медленных ротаторов соответствует моделям центрального или смещенного диполей.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

² D-14471, Potsdam, Gontardstr 130, Germany

THE STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD OF THE SLOW ROTATORS: HD 9996, HD 188041

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ¹, E.GERTH²

This is the final paper on the research of the structure of magnetic fields of CP stars with large periods of rotation is submitted. The preliminary conclusion about the absence of the influence orientation and of the strength of magnetic field on their velocity of rotation is made. It is shown that the orientation of dipole structures of slow magnetic rotators is random, as well as the fast rotators. The hypothesis of braking of magnetic stars under the influence of magnetic field is called in question. The origin CP of stars is probably connected with their initial slow rotation.

Key words: *stars:magnetic fields - individual:HD 9996, HD 188041*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, Bull. Spec. Astrophys. Obs., 58, 31, 2005.
2. *Ю.В.Глаголевский*, Астрон. ж., 82, 1, 2005.
3. *Ю.В.Глаголевский*, Астрофизика, 48, 575, 2005.
4. *Ю.В.Глаголевский, Е.Герт*, Астрофизика, 49, 251, 2006.
5. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, in Magnetic stars, ed. by Yu.V.Glagolevskij, D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk, Nizhnij Atkhyz, 2004, p.152.
6. *H.W.Babcock*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 3, No30, 1958.
7. *G.Preston, S.C.Wolff*, Astrophys. J., 160, 1071, 1970.
8. *G.Preston*, Astrophys. J., 164, 309, 1971.
9. *G.Scholz*, Astron. Nachr., 229, 309, 1978.
10. *G.Scholz*, Astrophys. Space. Sci., 94, 159, 1983.
11. *G.Mathys, S.Hubrig, J.D.Landstreet, T.Lanz, J.Manfroid*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 123, 353, 1997.
12. *V.D.Bychkov, L.V.Bychkova, J.Madey*, Astron. Astrophys., 407, 631, 2003.
13. *H.W.Babcock*, Astrophys. J., 120, 66, 1954.
14. *H.W.Babcock*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 30, 141, 1958.
15. *S.C.Wolff*, Astrophys. J., 157, 253, 1969.
16. *S.C.Wolff*, Astrophys. J., 158, 1231, 1969.
17. *G.Mathys*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 89, 121, 1991.
18. *G.Mathys, S.Hubrig*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 124, 475, 1997.
19. *G.Mathys, T.Lanc*, Astron. Astrophys., 256, 169, 1992.
20. *L.D.Landstreet, G.Mathys*, Astron. Astrophys., 359, 213, 2000.
21. *Ю.В.Глаголевский*, Астрофизика, 48, 229, 2005.
22. *Ю.В.Глаголевский, Е.Герт*, Бюлл. Спец. астрофиз. обсерв., 58, 17, 2005.

ПРОФИЛИ ЛИНИЙ $H\alpha$ И $H\beta$ В СПЕКТРАХ
В И Ве-ЗВЕЗД В РАССЕЯННОМ ЗВЕЗДНОМ
СКОПЛЕНИИ h/χ ПЕРСЕЯС.Л.МАЛЬЧЕНКО¹, А.Е.ТАРАСОВ²

Поступила 4 октября 2007

Принята к печати 15 января 2008

В настоящей работе на основе высокодисперсионных ПЗС спектров, изучены профили линии $H\alpha$ для 48 звезд ранних спектральных классов молодого рассеянного двойного скопления h/χ Per. Дополнительно были исследованы спектры 15 В и Ве-звезд в области 4400–4960 Å, полученных с умеренным разрешением. Обнаружены одна, возможно, две новых Ве-звезды. Измерены основные параметры линии $H\alpha$ для наблюдаемых В и Ве-звезд. По спектрам в области 4400–4960 Å оценены T_e , $\log g$ и $|v_{\text{ini}}|$. Не обнаружено следов эмиссии в профилях линии $H\alpha$ у 28 звезд, для 20 наблюдалась эмиссия в линии $H\alpha$. У некоторых звезд, таких как Oo146, Oo566, Oo922, Oo1268 в период наших наблюдений был получен абсорбционный профиль линии $H\alpha$, хотя ранее они были идентифицированы как Ве-звезды. У Ве-звезд Oo1161 и Oo2242 обнаружена значительная долговременная переменность профиля линии $H\alpha$. Oo2371 показывает переменность слабого эмиссионного спектра, свойственную тесным двойным системам, в состав которых входит Ве-звезда.

Ключевые слова: *звезды:спектры - звездное скопление h/χ Персея*

1. *Введение.* Феномен Ве известен более ста лет, и тот факт, что среди В-звезд, по крайней мере, 20% показывают эмиссионный спектр, безусловно указывает на то, что данный феномен не является чем-то особенным, а скорее типичен для широкой группы объектов, находящихся на определенном этапе эволюции. Расплывчатость формулировки Ве феномена предполагает, что под данное определение попадает широкая группа объектов вблизи Главной последовательности, включая двойные системы с различной интенсивностью обмена массой. Поэтому, гипотеза о том, что все Ве-звезды являются результатом эволюции двойных систем [1], остается актуальной по настоящее время. С другой стороны, большинство классических Ве-звезд, скорее всего, являются одиночными объектами и формирование дисков вокруг них, при скоростях вращения далеких от критических, требует своего объяснения (см., напр., [2]).

Одним из путей решения данной проблемы может быть изучение свойств Ве-звезд в молодых рассеянных звездных скоплениях. В 80-х годах прошлого столетия был выполнен ряд фотометрических [3] и спектральных [4] исследований, которые показали, что максимальное число Ве-звезд содержат скопления, возраст которых находится в интервале

14-25млн лет [5]. Относительно низкая яркость большинства рассеянных скоплений до последнего времени существенно ограничивала возможности детального исследования Ве-звезд в них, а эпизодически выполненные наблюдения не давали картины переменности их эмиссионных спектров. Повышение чувствительности приемников излучения и введение в строй новых телескопов позволяет существенно увеличить число изучаемых скоплений и продвинуться в анализе долговременной переменности Ве-звезд в ряде скоплений.

В данной работе изучается популяция Ве-звезд в хорошо известном скоплении h/χ Per. Целью работы было найти новые Ве-звезды со слабой эмиссией в линии $H\alpha$ и изучить переменность ранее известных Ве-звезд по спектральным наблюдениям высокого разрешения в области линии $H\alpha$.

Двойное рассеянное скопление h/χ Per (NGC 869 и NGC 884 соответственно) имеет примерно одинаковый возраст 12-20млн лет с популяцией порядка 6 тыс. членов. Расстояние до скопления около 2.3кпк при модуле расстояния $11^m.4-12^m.0$ [6]. Скопления богаты Ве-звездами. В каждом из них обнаружено по 20 Ве-звезд, что составляет по разным оценкам от 25 до 50% от общего количества В-звезд [5].

2. Наблюдательный материал. Спектральные наблюдения В и Ве-звезд рассеянного звездного скопления h/χ Per были выполнены в Крымской астрофизической обсерватории в период с 1997 по 2002гг. со спектрографом, установленным в фокусе Кудэ 2.6-м телескопа ЗТШ. В качестве приемника излучения использовалась матрица Photometrics SDS-9000 с ПЗС ЕЕV 15-11 размером 1024 x 256 элементов. Наблюдения проводились во втором порядке дифракционной решетки с обратной линейной дисперсией $3 \text{ \AA}/\text{мм}$ и с разрешением 30000. При каждом наблюдении регистрировался участок спектра длиной 60 \AA , центрированный на линию $H\alpha$. Длительность отдельных экспозиций составляла 30-100 мин в зависимости от погодных условий и яркости объекта. Отношение сигнал/шум для большинства спектров было около 100. Всего было получено 68 спектров для 48 звезд скопления.

Последующая редукция спектрограмм проводилась с использованием стандартной методики и включала в себя учет фона неба и уровня темнового тока, деление на плоское поле и нормировку к локальному континууму. Привязка к шкале длин волн осуществлялась по спектру сравнения лампы с торий - аргоновым наполнением с привязкой нуль - пункта шкалы длин волн к барицентру Солнечной системы, средняя ошибка привязки не превышала 1 км/с.

Спектральная область в районе линии $H\alpha$ богата теллурическими линиями. Для получения более достоверных оценок основных параметров профиля линии $H\alpha$ их необходимо убрать из наблюдаемого спектра. С

этой целью нами получен ряд спектров ярких звезд с большими скоростями вращения. Удаление теллурических линий из наблюдаемых спектров состояло в построении таблицы перенормированных спектров линий воды с разной интенсивностью. Из наблюдаемого спектра таким образом удалялся теллурический спектр с интенсивностью линий, соответствующей моменту наблюдений.

Профиль линии H α имеет широкие крылья, поэтому узкий спектральный диапазон наблюдений (60 Å) не позволил провести достоверный континуум по синему и красному участку крыльев линии H α . Как следствие, неопреде-

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ИЗМЕРЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ФОТОСФЕРНОГО ПРОФИЛЯ ЛИНИИ H α ДЛЯ В-ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ h/x PER

Номер звезды (по каталогу [18])	JDh 2450000+	EW (Å)	FWHM (км/с)	$V \sin i$ (км/с)	Sp-тип
h Persei					
146 HD13900	1084.527	2.52	381	(155)	
245	1084.605	2.87	288	(105)	
566	1099.529	6.27	636	(309)	
622	707.386	2.00	189	22	B1.5 I
717	707.360	2.60	235	57	B1 V
843	726.225	2.85	299	88	B1.5 V
859	763.269	3.40	414	192	B2 V
864	760.379	2.96	337	113	B2 V
922	762.265	2.35	449	258	B2 V
	1916.991	2.18	400		
929	763.347	2.86	376	151	B1.5 III
936	675.464	3.25	123	26	B1.5 V
980	763.306	2.87	156	39	B2 III
1078	762.446	2.75	379	167	B1 V
1116	762.333	2.38	268	93	B0.5 V
1132	675.539	1.90	198	60	B2 I
1133	675.519	1.85	326	(120)	
	1084.438	1.93	353		
	1398.480	1.96	369		
1268	760.221	2.53	292	127	B0.5 V
x Persei					
1781 HD14321	1095.362	2.63	292	(106)	
2172 HD14434	1095.421	1.81	554	(258)	
2227 HD14443	761.428	1.66	158	22	B1.5 II
2235	669.505	2.57	329	(128)	
2246	668.546	2.27	241	101	B2 III
2255	668.521	2.85	568	(267)	
2299	761.390	2.47	294	106	B1.5 I
	1083.488	2.34	289		
2311	669.534	2.80	141	20	B1.5 II
2361 HD14476	1083.530	2.36	195	(50)	
2488	1095.506	2.67	313	(120)	
2541 HD14520	1095.450	2.63	225	55	B1.5 III

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ИЗМЕРЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭМИССИОННОГО
ПРОФИЛЯ ЛИНИИ $H\alpha$ ДЛЯ ВЕ-ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ h/χ PER

Номер звезды (по каталогу [18])	JDh, 2450000+	EW (\AA)	I_V	I_R	$EW()$ (по [8])
49	1084.500	-32.74	4.54	4.42	-
309	1084.582	-51.23	9.24	7.67	-34.3
847	760.326	-4.26	1.53	1.38	-
992	762.374	1.57	0.61	0.61	-
	1863.291	1.65	0.56	0.59	-
1161	675.429	-13.98	2.64	2.11	-
	755.359	-18.81	2.84	2.63	-
	760.262	-18.53	2.76	2.48	-
	1084.461	-14.24	2.29	2.37	-
	1396.437	-13.40	2.12	2.35	-
	1863.218	-12.18	2.03	2.25	-
	2187.350	-13.56	2.27	2.28	-
1261	760.287	-72.22	9.40	9.47	-58.4
1702	1095.256	-17.63	4.90	4.83	-20.9
1926	1095.321	-34.96	11.69	-	-
2088	663.545	-7.07	2.07	2.08	-10.6
	1082.596	-8.28	2.23	2.20	-
2138(HD14422)	1083.560	-2.68	1.55	1.49	-2.1
2165	667.540	-21.21	8.76	-	-27.2
2242	668.491	-18.32	2.17	3.17	-
	761.257	-13.21	1.92	2.61	-
	1082.545	-22.57	3.23	2.92	-
	1107.394	-20.62	3.21	2.81	-
	1397.461	-23.91	3.20	2.61	-
2262	1107.327	-9.84	2.28	2.26	-
2284	660.521	-74.40	12.85	-	-66.4
	1083.604	-78.71	13.72	-	-
	1917.236	-69.56	12.00	-	-
2296	761.328	1.72	0.72	0.73	-
2371	660.459	1.08	0.76	0.77	1.1
	710.365	1.12	0.77	0.81	-
	756.349	0.92	8.20	-	-
	1083.443	0.90	0.80	0.79	-
	1094.502	1.20	0.72	0.72	-
	1095.219	1.41	0.88	0.82	-
	1099.449	1.37	0.74	0.74	-
	1863.350	1.17	0.80	0.78	-
2402	1083.511	-8.10	2.08	2.09	-8.1
2563	1121.558	-50.40	7.84	7.06	-
2566	1121.606	-52.23	8.75	7.68	-
2649	1095.548	-7.98	1.81	1.78	-

ленности в проведении континуума в некоторых случаях достигали 5%.

Для всех спектров определялись эквивалентные ширины профиля линии $H\alpha$ (EW), для абсорбционных профилей определялась ширина линии

$\text{H}\alpha$ на середине интенсивностей (FWHM), а для эмиссионных пиков дополнительно определялись нормированные к континууму интенсивности эмиссионных линий (I_V , I_R). Результаты измерений профилей линии $\text{H}\alpha$ у наблюдаемых нами В и Ве-звезд представлены в табл.1 и 2, соответственно.

Дополнительно к наблюдениям в линии $\text{H}\alpha$ в 2000г. были проведены спектральные наблюдения В и Ве-звезд в области 4400-4960 Å. Спектры были получены в фокусе Несмита 2.6-м телескопа ЗТШ с умеренным разрешением 2.5 Å и отношением сигнал-шум около 100. В качестве приемника излучения использовалась матрица ASTRO-550 размером 580x520 элементов. В указанную спектральную область попадает линия $\text{H}\beta$, ряд линий HeI и некоторые линии металлов.

Всего получено 16 спектров для 15 Ве-звезд, кроме того был получен спектр одной В-звезды. Редукция спектрограмм, полученных в фокусе Несмита, проводилась при помощи той же методики, что и для профилей линии $\text{H}\alpha$.

3. *Общая характеристика В и Ве-звезд скопления h/χ Per* неоднократно исследовалось фотометрически. Наиболее полное

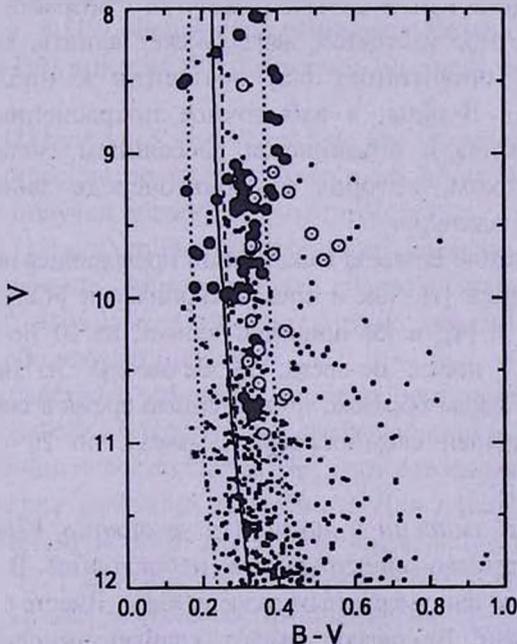


Рис.1. Диаграмма цвет - звездная величина ($B - V$) - V (по данным [7]). Точками обозначены звезды скопления h/χ Per, чьи спектры не были получены; темными кружками отмечены В-звезды, для которых были получены спектры в области $\text{H}\alpha$; открытые кружки соответствуют Ве-звездам, для которых в данной работе были получены профили линии $\text{H}\alpha$. Сплошная линия - ZAMS, пунктирные линии - изохрона для возраста $\log t = 7.1$ с учетом покраснения $E(B - V)$ 4.5, 5.4и 6.5, соответственно (первая и последняя показаны более тонкими штриховыми линиями).

современное исследование в системе Джонсона выполнено в [7], а в системе Стремгрена в [8,9]. Многие члены скопления ранних спектральных классов являются переменными звездами типа β Сер, обнаружено также несколько затменных или эллипсоидальных двойных систем [10,11]. На рис.1 приведена диаграмма $(B - V) - V$, построенная по данным наблюдений [7]. В и Ве-звезды, чьи спектры были получены в нашей работе, отмечены темными и открытыми кружками, соответственно, остальные звезды отмечены точками. Согласно [7], звезды в скоплении имеют различное покраснение, меняющееся от $0^m.45$ до $0^m.65$. Поэтому, помимо изохроны $\log t = 7.1$ для среднего покраснения 0.54 (пунктирная линия) на рис.1. приведены, следуя [7], те же изохроны для $E(B - V) = 0.45$ и 0.65 (более разреженные пунктирные линии). Стремгеновская фотометрия, выполненная в [8], дает различные оценки возраста для h и χ Per $\log t = 7.0$ и 7.3 , соответственно, что находится в хорошем согласии с результатами [7], а вопрос о реальности слегка различного возраста скоплений остается открытым по настоящее время.

Рис.1 демонстрирует значительное рассеяние точек на диаграмме цвет-величина. Помимо возможной неоднородной экстинкции внутри каждого из скоплений и/или слегка различного возраста каждого из скоплений, на заметное рассеяние звезд может влиять, как показано в [12], различная ориентация оси вращения к наблюдателю у быстровращающихся В-звезд, а избыточное покраснение самих Ве-звезд хорошо известно и объясняется рассеянием света от звезды околос звездным диском, которое в свою очередь зависит от его ориентации к наблюдателю.

Поиск и исследование Ве-звезд в скоплении проводились неоднократно, как по $H\alpha$ фотометрии [7], так и спектроскопически [4,8,13-16]. 24 Ве-звезды наблюдались в [4]; в [5] приведен список из 20 Ве-звезд; в [17] идентифицировано 7 новых Ве-звезд; 33 Ве-звезды, из них 8 новых, исследовались в [7]. Таким образом, по настоящее время в скоплении h/χ Per обнаружено в общей сложности 40 Ве-звезд, по 20 в каждом из скоплений.

4. *Поиск слабой эмиссии в линии $H\alpha$ и оценка $V \sin i$ у В-звезд скопления.* Большинство спектральных наблюдений В и Ве-звезд выполнялись с низким или умеренным разрешением. Вместе с тем, хорошо известно, что многие Ве-звезды имеют слабую эмиссию на фоне фотосферного профиля линии $H\alpha$, которая может быть обнаружена по спектрам высокого разрешения. Одной из задач данной работы как раз и являлся поиск слабой эмиссии в линии $H\alpha$ среди В-звезд скопления.

В период с 1997 по 2002гг. нами получено 79 спектров для 48 звезд раннего спектрального класса В0-В3, членов скопления h/χ Per. По

возможности, для наблюдений подбирались звезды с разной температурой и скоростью вращения.

В спектрах 28 звезд следов эмиссии в линии $H\alpha$ нами не обнаружено. Причем для 23 звезд эмиссия в $H\alpha$ никогда прежде не наблюдалась. Несколько ранее идентифицированные или заподозренные, как В-звезды, объекты, в период наших наблюдений не показали следов эмиссии в профиле линии $H\alpha$. К ним относятся звезды Oo146, Oo566, Oo717, Oo922 и Oo1268 (тут и далее нумерация по каталогу [18]).

Oo146: в [8] сделано предположение, что звезда не является членом скопления по ее положению на двухцветной диаграмме. Профиль линии $H\alpha$ был фотосферным по наблюдениям [19], но $H\alpha$ фотометрия [7] указывает на возможную эмиссию в линии в 1999г. Профиль линии, полученный нами в 1998г., не имеет следов эмиссии, но асимметричен с более крутым красным крылом.

Oo566: в [4] отмечена незначительная эмиссия в линии $H\alpha$, в [8] звезда выделена по двухцветной диаграмме как возможный не член скопления. Спектр звезды оставался фотосферным по данным [19] и [7]. Звезда имеет большую скорость вращения (см. табл.2).

Oo717: в [20] звезда заподозрена как Ве, на основе фотометрической переменности, в [19] обнаружена эмиссия умеренной интенсивности в линии $H\alpha$, в [17] эмиссия подтверждена, но отсутствует в период наших наблюдений.

Oo922: в [11] указано, что возможно это звезда принадлежит к типу λ Egi. Эпизодические появления эмиссии в линии $H\alpha$ отмечены в [21] и [11]. Нами получен абсорбционный профиль.

Oo1268: в [19] спектр был абсорбционный, но эквивалентная ширина линии была меньше нормальной для своего спектрального класса. $H\alpha$ фотометрия [7,9] указывает на присутствие эмиссии в линии, но нами получен абсорбционный профиль.

Наиболее надежные измерения скоростей вращения В-звезд скопления выполнены в работе [22]. Для части звезд скорость вращения не оценена. Наши наблюдения профиля линии $H\alpha$ дают возможность оценить скорость вращения звезды по уширению линии. Для нахождения связи между величиной FWHM и $v \sin i$ мы взяли определение величины скорости вращения из [22] для звезд и величины FWHM линии $H\alpha$ данные в табл.1 и нашли их линейное соотношение по 20 звездам в виде:

$$V \sin i = (-63 \pm 12) + (0.58 \pm 0.05) \text{FWHM}.$$

Звезда Oo922 была исключена из зависимости, так как показала значительное отклонение (возможно, принадлежит к типу β Cep [11]).

Список звезд, имеющих в период наших наблюдений фотосферный профиль, представлен в табл.1. В первой колонке дан номер звезды по

каталогу [18]; во - второй гелиоцентрическая юлианская дата наблюдений на середину экспозиции; в 3 дана измеренная эквивалентная ширина линии $H\alpha$; в 4 приведена полная ширина линии на середине интенсивности (FWHM), выраженная в км/с; скорость вращения звезды представлена в колонке 5, результаты взяты из работы [22], полученная нами оценка $v \sin i$ дана в скобках; в последней колонке приведен спектральный тип звезды по данным [22].

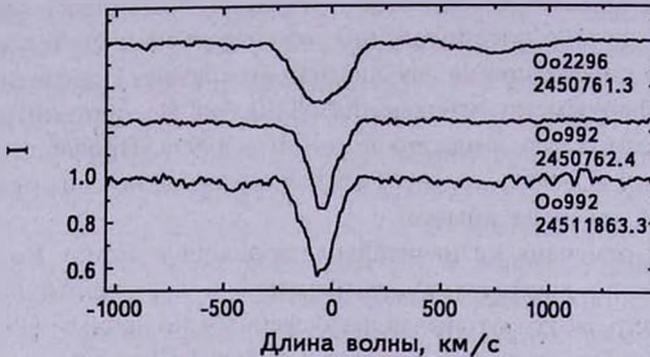


Рис.2. Профили линии $H\alpha$ для звезд Oo2296 и Oo992 (для каждой звезды указана юлианская дата наблюдения).

5. Анализ эмиссионной линии $H\alpha$ у Be-звезд скопления. Эмиссионный профиль линии $H\alpha$ был получен для 20 звезд скопления h/χ Reg. С учетом тех Be-звезд, чей профиль был абсорбционный в

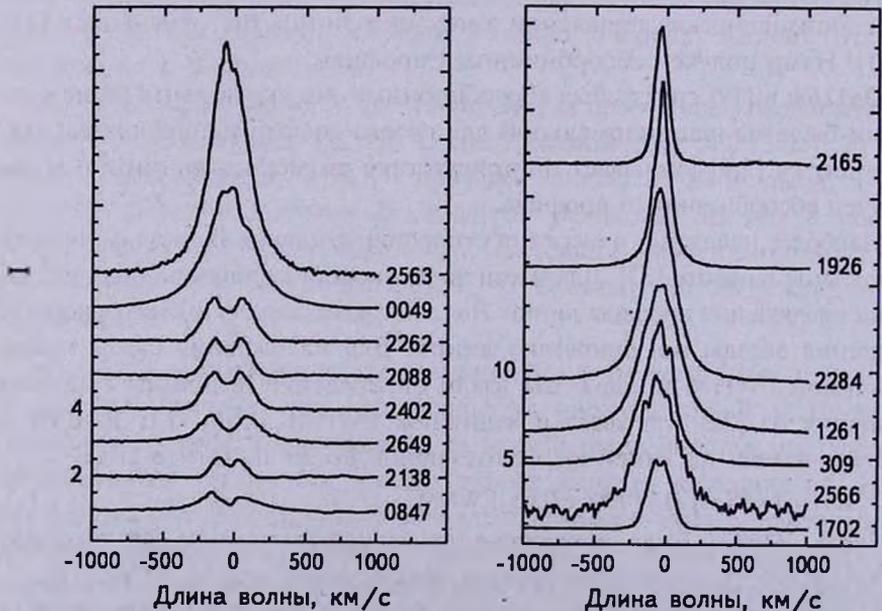


Рис.3. Профили линии $H\alpha$ для Be-звезд, исследуемых в данной работе. Номера звезд указаны по каталогу [18] и отмечены справа от каждого профиля.

период наших наблюдений, мы получили спектры почти для 60% от общей популяции Ве-звезд. Кроме того, обнаружена одна новая Ве-звезда Oo2296 и, возможно, что звезда Oo992 также имеет слабую эмиссию в крыльях абсорбционного профиля. На рис.2 представлены профили линии $H\alpha$ для этих звезд. Как видно из рисунка, слабая эмиссия, безусловно, присутствует в крыльях фотосферной линии $H\alpha$ у Oo2296. Спектр звезды классифицировался как B1III [23] или B2I [20], а в [9] отмечено необычное положение звезды на двухцветной диаграмме. Звезда имеет умеренную скорость вращения $V \sin i = 146$ км/с [20]. Присутствие слабой эмиссии в линии $H\alpha$ у Oo992 менее очевидно, как видно из рис.2, профиль линии $H\alpha$ у звезды асимметричен и переменен во времени. В [11] звезда отнесена к типу β Сер с основным периодом около $0^d.133$, однако в [17], она отмечена как возможный кандидат в Ве-звезды.

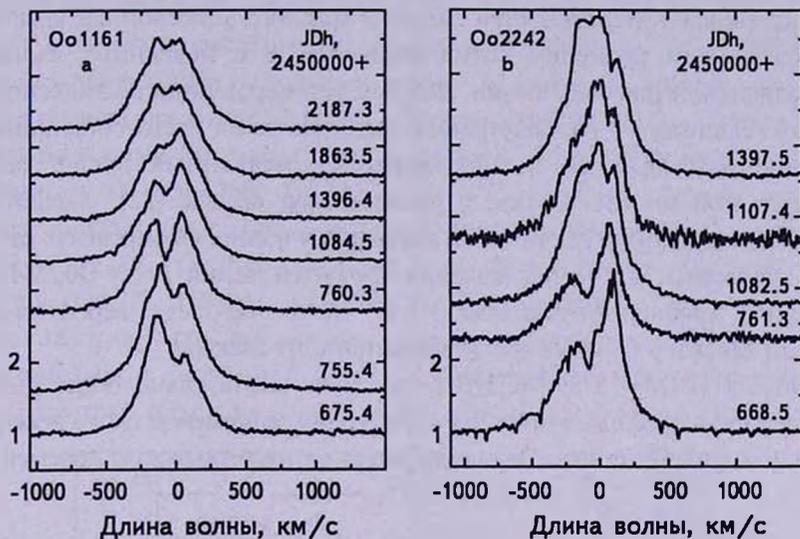


Рис.4. Переменность профилей линии $H\alpha$ для звезд Oo1161 (а) и Oo2242 (б).

Эмиссионные спектры для 17 известных Ве-звезд скопления представлены на рис.3 и 4 и в табл.2. На рис.3 представлены профили линии $H\alpha$ для звезд, чьи спектры были получены только один раз, либо не показали заметной переменности в период наших наблюдений. Основные параметры эмиссионного профиля линии $H\alpha$ представлены в табл.2. В колонке 3 дана эквивалентная ширина линии (EW); в 4 и 5 - интенсивность синего (I_s) и красного (I_r) эмиссионных пиков для двухкомпонентных профилей и интенсивность линии для случаев однокомпонентного профиля. В последней колонке представлены эквивалентные ширины профиля линии $H\alpha$ для звезд, чьи спектры получены в [8].

Из 18 Ве-звезд скопления спектры трех звезд показали одиночный эмиссионный профиль, две звезды - сложный многокомпонентный профиль и остальные 15 имели двухкомпонентную эмиссию в линии $H\alpha$. Сравнение измеренных нами эквивалентных ширин с данными [8] показали, что большинство звезд, чьи спектры получены в обеих работах, не показали значительной переменности. Только EW линии $H\alpha$ для Oo309, Oo1261 и Oo2284 имели расхождения более 10%, т.е. превысили ожидаемые ошибки в измерении эквивалентной ширины.

Три Ве-звезды Oo1161, Oo2242 и Oo2371 показали в период наших наблюдений значительную переменность эмиссионного профиля и для каждой из этих звезд получена серия наблюдений линии $H\alpha$. На рис.4 а и б представлены профили для Oo1161 и Oo2242. Как видно из рисунка, переменность профиля линии $H\alpha$ у обеих звезд схожая и проявлялась в изменении как интенсивностей синего и красного эмиссионных компонент с характерным временем сотни дней, так и в медленных вариациях эквивалентной ширины линии. Данный тип переменности эмиссионного спектра достаточно распространен среди Ве-звезд и его общепринятым объяснением является возникновение и медленный дрейф области повышенной плотности газа в диске вокруг звезды [22]. Характерные времена подобной переменности колеблются в широких пределах от сотен дней до десятка лет. Сопоставления профилей линии $H\alpha$ у Oo2284 в [17] с нашими профилями указывает на то, что эта Ве-звезда вероятно имеет схожий характер переменности эмиссионного спектра.

Oo2371 (BD58° 578, V622 Per) показала значительно более быструю переменность профиля линии $H\alpha$ с характерным временем около нескольких суток (см. рис.5). Данная Ве-звезда имеет фотометрическую переменность

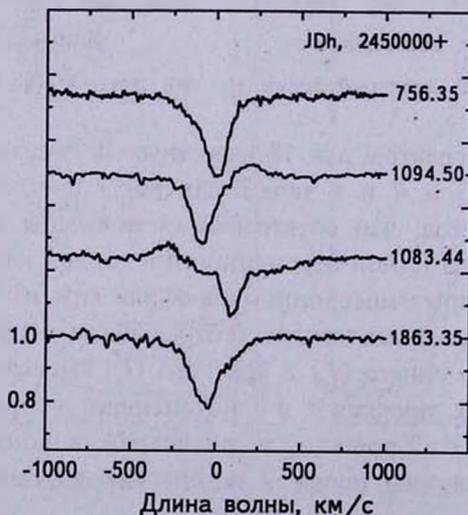


Рис.5. Избранные профили линии $H\alpha$ у Ве-звезды Oo2371.

с возможным периодом 2.6 или 5.2 дня [11] и является двойной системой с эллипсоидальными компонентами. На значительную переменность лучевой скорости звезды указывает также большой разброс лучевой скорости звезды [20]. Звезда Oo2371 наблюдалась на протяжении 1997-2002гг. более детально. В ее спектрах отмечена регулярная переменность профиля линий $H\alpha$. Эта переменность свидетельствует о возможной двойственности этой звезды с орбитальным периодом около 5.2 дня. Данная звезда, по-видимому, прошла фазу активного обмена масс и в настоящее время наблюдается незначительная эмиссия в линии $H\alpha$. Результаты более детального анализа переменности профилей линии этого объекта будут изложены в отдельной работе [25].

6. *Анализ линии $H\alpha$ у Be-звезд скопления.* Дополнительно к спектральным наблюдениям в линии $H\alpha$, для ряда B и Be-звезд были изучены спектры с умеренным разрешением в области 4400-4960 Å. В эту спектральную область попадает линия $H\beta$, которая, наряду с линией $H\alpha$, показывает признаки эмиссии у большинства Be-звезд. У некоторых наблюдаемых нами Be-звезд профиль линии $H\alpha$ практически полностью абсорбционный (Oo1268, Oo2262, Oo2371, Oo2649). Другие звезды показали слабовыраженную эмиссию в профиле линии $H\beta$, такие как Oo2402, Oo2242, Oo2088, Oo2138 или яркую однокомпонентную структуру (Oo309, Oo1261, Oo1926, Oo2284, Oo2563). Можно сделать предположение, что последняя группа объектов обладает более протяженными и оптически более толстыми дисками, в отличие от первой группы объектов, чьи диски оптически тонкие и поэтому

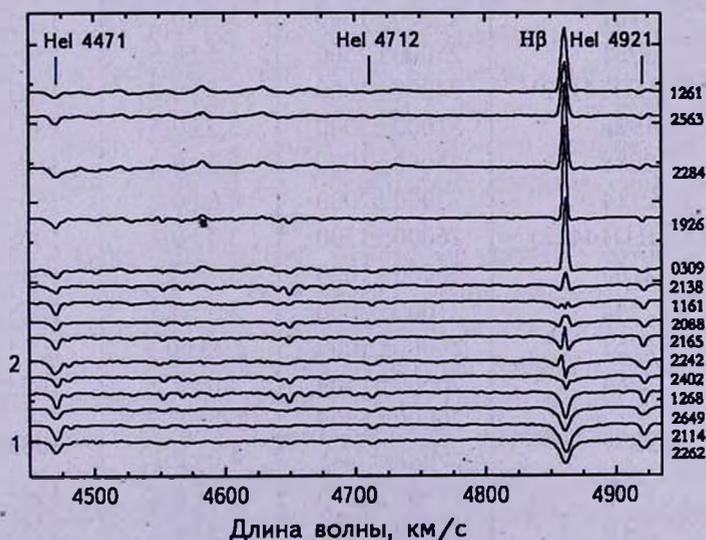


Рис.6. Профили линий $H\beta$ для B и Be-звезд скопления h/χ Per. (Нумерация звезд по каталогу [18]).

эмиссия в линии H β не проявляется.

На всех спектрах профиль линии H β показывает значительную дополнительную абсорбцию в красном крыле линии. Данная депрессия в спектре изучена в [24] и интерпретируется как широкая межзвездная линия неизвестного происхождения с $\lambda 4882\text{Å}$ и полной шириной около 40 Å.

Хорошо известно, что большинство Ве-звезд иногда показывают значительную переменность профилей эмиссионных линий. Было проведено сравнение профилей линии H β , полученных в данной работе для некоторых Ве-звезд рассеянного скопления h/χ Персея, с данными работы [19]. Профили линии H β у большинства звезд не имеют значительного отличия. Тем не менее, такие звезды, как Oo2138, Oo2402 и Oo2165 показали существенную переменность профилей линии H β . Интенсивность эмиссии в линии H β для Oo2138 по спектрам, полученных в данной работе, значительно выше, чем в спектрах, полученных в [19]. Для Oo2165, наоборот, интенсивность значительно выше в работе [19]. Для Oo2402 на наших спектрах

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ИЗМЕРЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ АТМОСФЕР ДЛЯ В И
ВЕ-ЗВЕЗД СКОПЛЕНИЯ h/χ PER ПО ПРОФИЛЯМ ЛИНИЙ В
ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН 4400-4960 Å

Номер звезды (по каталогу [18])	T_{eff} К	$\log g$	$V \sin i$ (км/с)
309	21000 \pm 2000	3.0 \pm 0.3	150 \pm 50
1161	22500 \pm 1500	3.5 \pm 0.2	175 \pm 50
1261	25000 \pm 2500	3.5 \pm 0.5	250 \pm 25
1268(HD14162)	24000 \pm 1000	3.5 \pm 0.2	125 \pm 25
1926	31000 \pm 2000	3.5 \pm 0.5	150 \pm 25
2088	25000 \pm 1000	3.5 \pm 0.2	150 \pm 50
2114	22000 \pm 2000	4.0 \pm 0.2	150 \pm 25
2138(HD14422)	26000 \pm 1500	3.5 \pm 0.2	100 \pm 25
2165	25000 \pm 1000	3.5 \pm 0.2	100 \pm 25
2242	21000 \pm 2000	3.5 \pm 0.5	200 \pm 50
2262	20000 \pm 1000	3.25 \pm 0.5	200 \pm 50
2284	20500 \pm 1500	3.0 \pm 0.2	100 \pm 25
	20000 \pm 1500	3.0 \pm 0.25	
2371	24000 \pm 500	4.0 \pm 0.1	100 \pm 50
2402	27500 \pm 1500	3.5 \pm 0.2	150 \pm 25
2563	27500 \pm 1500	3.5 \pm 0.2	250 \pm 50
2649	23000 \pm 1500	3.5 \pm 0.2	200 \pm 50

наблюдается слабая эмиссия в профиле линии $H\beta$, а в [19] профиль линии $H\beta$ имеет двухкомпонентный эмиссионный профиль. То есть для этих звезд выявлена характерная для Be-звезд переменность эмиссионных профилей.

Полученные нами спектры звезд скопления h/χ Персей в области 4400-4960 Å представлены на рис.6. Поскольку для некоторых звезд из нашего списка определение основных параметров их атмосфер никогда прежде не выполнялось, нами сделана попытка оценить, по спектрам в области 4400-4960, эффективную температуру $T_{\text{эф}}$ и силу тяжести $\log g$ в атмосфере звезд без учета возможного вклада излучения H I в непрерывном спектре. Для определения этих параметров была построена сетка моделей атмосфер для температур 19000-35000 K с шагом 1000 K и $\log g$ 3, 3.5, 4 и солнечным химическим составом. Синтетические спектры рассчитывались по моделям [26] с помощью программы SynthV [27]. Далее, на основе исходной сетки, при фиксированном значении величины $\log g$, интерполяцией определялись значения $T_{\text{эф}}$ и $V \sin i$. При определении параметров атмосферы звезды во внимание брались линии Mg II 4481, He I (4471, 4712, 4921 Å) и $H\beta$.

Результаты определения параметров атмосфер звезд представлены в табл.3. Как видно из таблицы, невысокое разрешение, эмиссия в линиях гелия и линии $H\beta$ у некоторых звезд привели к заметным ошибкам при оценке $T_{\text{эф}}$, $\log g$ и $V \sin i$. Несмотря на это, данные находятся в хорошем согласии с данными работы [20] и [28].

7. Выводы. В данной работе изучено 78 профилей линии $H\alpha$ и 17 спектров, полученных в области $H\beta$ для 49 звезд молодого рассеянного звездного скопления h/χ Пер. По спектрам высокого разрешения была обнаружена одна (возможно две) новая Be-звезда. Такое малое число обнаруженных новых Be-звезд со слабой эмиссией является неожиданным, учитывая тот факт, что до настоящего времени данное скопление наблюдалось, как правило, со значительно худшим спектральным разрешением.

В период наших наблюдений некоторые звезды, которые ранее классифицировались как Be, не показали следов эмиссии в линии $H\alpha$. Большинство звезд имели двухкомпонентную эмиссию в профиле линии $H\alpha$, две имеют сложный многокомпонентный профиль и три - однокомпонентный профиль линии $H\alpha$. Звезды Oo1161 и Oo2242 проявили значительную долговременную переменность профиля линии $H\alpha$.

Профиль линии $H\beta$ показал слабовыраженную эмиссию или яркую однокомпонентную структуру для 11 Be-звезд и практически полностью абсорбционные профили для 4 Be-звезд.

Обнаружено, что ранее заподозренная как двойная Be-звезда Oo2371

действительно является таковой, с орбитальным периодом 5.2 дня, в спектре которой видны оба компонента.

Для ряда Ве-звезд по спектрам в области 4400-4950 Å были оценены физические параметры их атмосфер, такие как температура, сила тяжести и скорость вращения.

Авторы благодарны д-ру Хуану Фабрегату за инициацию данной работы и полезные дискуссии. Данная работа была выполнена при частичной финансовой поддержке украинского фонда UFR Ф 25.2/139.

¹ Таврический национальный университет им. Вернадского, Симферополь, Украина, e-mail: Svetlana_mal_81@mail.ru;

² НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, e-mail: tarasov@crao.crimea.ua, aetarasov@mail.ru.

THE LINE PROFILES OF THE H α AND H β IN THE SPECTRA OF B AND Be STARS IN THE YOUNG OPEN STELLAR CLUSTER *h/\chi* PERSEI

S.L.MALCHENKO¹, A.E.TARASOV²

48 spectra of the B and Be stars in the H α region were observed with the high-dispersion CCD spectra in the young double open stellar cluster *h/\chi* Per. Additionally, observations of 15 B and Be stars were observed in the region 4400-4960 Å, which were carried out with medium resolution. Main parameters of the H α line profiles were obtained. T_{eff} , $\log g$ and $V \sin i$ were estimated from spectra in the region 4400-4960 Å. It is found that 28 stars have absorption profiles of the H α line, 20 stars have emission in the H α line. Such stars as Oo146, Oo566, Oo922 and Oo1268 have pure absorption profile of the H α line, but earlier they were detected as Be stars. It is found that Be stars Oo1161 and Oo2242 demonstrated long-term line profile variability. Oo2371 has variability of the faint emission in the H α line typical for close binaries system.

Key word: *stars:spectra - stellar cluster h/\chi Per*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Kriz, P.Harmanec*, Bull. Astron. Inst. Czechosl, 26, 65, 1975.
2. *P.Harmanec*, IAU Coll. 175, The Be Phenomenon in Early Type Stars, ed M.A.Smith, H.F.Henrichs, J.Fabregat. PASP Conf. Ser, V.124, p.13.
3. *J.C.Mermilliod*, Astron. Astrophys., 109, 48, 1982.
4. *A.Slettebak*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 59, 769, 1985.
5. *J.Fabregat, J.M.Torrejón*, Astron. Astrophys., 375, 451, 2000.
6. *C.L.Slesnick, L.A.Hillenbrand, P.Massey*, Astrophys. J., 576, 880, 2002.
7. *S.C.Keller, E.K.Grebel, G.J.Miller, K.M.Yoss*, Astrophys. J., 122, 248, 2001.
8. *J.Fabregat, J.M.Torrejón, P.Reig et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 119, 271, 1996.
9. *A.Marco, G.Bernabeu*, Astron. Astrophys., 372, 477, 2001.
10. *J.Krzysiński, A.Pigulski*, Astron. Astrophys., 325, 987, 1997.
11. *J.Krzysiński, A.Pigulski, Z.Kolaczkowski*, Astron. Astrophys., 345, 505, 1999.
12. *Y.Fremat, J.Zorec, A.-M.Hubert, M.Floquet*, Astron. Astrophys., 440, 305, 2005.
13. *L.Kohoutek, R.Wehmeyer*, Astron. Abh. Hamburger Sternw, 11, 1, 1997.
14. *R.Schild, W.Romanishin*, Astrophys. J., 204, 493, 1976.
15. *P.W.Merrill, C.G.Burwell*, Astrophys. J., 78, 87, 1933.
16. *P.W.Merrill, C.G.Burwell*, Astrophys. J., 98, 153, 1943.
17. *A.E.Bragg, S.J.Kenyon*, Astrophys. J., 124, 3289, 2002.
18. *P.T.Oosterhoff*, Ann. Sterrewacht Lriden, 17, part 1, 1937.
19. *J.M.Torrejón, J.Fabregat, G.Bernabeu, S.Alba*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 124, 329, 1997.
20. *S.E.Strom, S.C.Wolff, D.H.A.Dror*, Astron. J., 129, 809, 2005.
21. *S.N.Goderya, E.G.Schmidt*, Astrophys. J., 426, 159, 1994.
22. *C.Waelkens, P.Lampens, D.Heynderickx et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 83, 11, 1990.
23. *R.E.Schild*, Astrophys. J., 142, 979, 1965.
24. *G.H.Herbig*, Astrophys. J., 196, 129, 1975.
25. *S.L.Malchenko, A.E.Tarasov, K.Yakut*, 2008, в печати.
26. *R.L.Kurucz*, Atlas9 Stellar Atmosphere Program and 2 km s⁻¹ grid. Kurucz. No.CD-ROM 13. Cambridge, Mass.:Simithsonian Astrophys. Obs., 1993, 13.
27. *V.V.Tsybal*, ASP Conf. Ser., 108, p.198, 1996.
28. *W.Huang, D.R.Gies*, Astrophys. J., 648, 580, 2006.

СДВИГ ТОЧЕК БИФУРКАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ НАМАГНИЧЕННЫХ НЬЮТОНОВСКИХ ПОЛИТРОП, ВЫЗВАННЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

С.А.МИХЕЕВ, В.П.ЦВЕТКОВ

Поступила 10 октября 2007

Принята к печати 13 февраля 2008

В работе сформулированы критерии для определения критических точек и точек бифуркации вращающихся намагниченных ньютоновских политроп, совпадающих в отсутствие магнитного поля. Проведена оценка величины сдвига этих точек по параметрам сплюснутости ϵ и быстроты вращения ϵ . Вычислена зависимость полной энергии политропы вблизи точек бифуркации и критической от параметров асимметрии распределения массы X по отношению к оси вращения и быстроты вращения ϵ при $\epsilon \ll 1$. Дан анализ устойчивости вращающейся политропы в зависимости от значений параметра X .

Ключевые слова: *политропы; точки бифуркации; магнитное поле*

1. *Введение.* Конфигурации вращающихся ньютоновских политроп изучались во многих работах [1-3].

Под политропой обычно имеют в виду гравитирующие конфигурации, уравнение состояния вещества которых имеет вид политропы:

$$P = K \rho^{1+1/n},$$

где P - давление, ρ - плотность, n - индекс политропы.

При этом одним из основных вопросов исследований является вопрос об ответвлении асимметричных относительно оси вращения решений уравнения, описывающего распределение плотности вращающейся политропы.

Порядок асимметрии распределения вещества относительно оси вращения конфигурации определяется параметром X . В качестве этого параметра для сжимаемых конфигураций в [4] предлагается брать $X = \tilde{p}_{[20]p} = (1/2)(\tilde{p}_{200} - \tilde{p}_{020})$. Коэффициенты \tilde{p}_{abc} представляют собой коэффициенты разложения плотности конфигурации \tilde{p} по степеням координат $x_1 = x/a_1$, $x_2 = y/a_1$, $x_3 = z/a_3$ (a_1, a_3 - полуоси сфероида, аппроксимирующего поверхность конфигурации).

Тогда задача о точках бифуркации вращающихся не намагниченных политроп будет сведена к поиску значений параметра быстроты вращения $\epsilon = \omega^2/4\pi G \rho_0$ (ω - угловая скорость вращения конфигурации, G - гравитационная постоянная, ρ_0 - центральная плотность конфигурации)

при заданном индексе политропы n , для которых имеют место решения $X=0$, $X \neq 0$.

Для намагниченных конфигураций, у которых магнитная ось направлена под углом $\alpha \neq 0$ к оси вращения, всегда $X \neq 0$ и точки бифуркации этих конфигураций определяются иным образом.

В случае намагниченных конфигураций интенсивность влияния магнитного поля на параметр асимметрии X определяется величиной параметра $\eta_m = B_0^2 \sin^2 \alpha / 16\pi^2 G \rho_0^2 a_1^2$ (B_0 - характерное значение магнитной индукции в центре конфигурации). Физический смысл этого параметра - отношение плотностей магнитной и гравитационной энергий в центре конфигурации.

Цель нашей работы - установить критерии для определения точек бифуркации вращающихся политроп при $\eta_m \neq 0$ и оценить влияние магнитного поля на положение этих точек.

Важным условием стабильности вращающейся конфигурации является введенное Джинсом [1] условие неотрицательности радиальной компоненты ускорения свободного падения на экваторе $g_{\text{ч}} > 0$.

Используя это условие, Джеймс [2] установил существование точек бифуркации вращающихся политроп в интервале $0 \leq n \leq 0.808$. Физической причиной этого явления является истечение вещества с экватора конфигурации, возникающего при той сплюснутости конфигурации, которая необходима для достижения точки бифуркации.

Проведенное нами в [5] исследование ньютоновских вращающихся политроп на основе комплекса символьно-численных программ позволило получить для них существенно новые результаты. В этой работе впервые доказано существование точек бифуркации ньютоновских вращающихся политроп в интервале значений индекса политропы $0.9989 < n \leq 1.0795$, в которых ответвляются асимметричные относительно оси вращения решения, описывающие распределения плотности. Показано, что в этом интервале значений n параметр быстроты вращения в критических точках ϵ_k принимает значения $0.0442 > \epsilon_k \geq 0$.

Также нами показано, что при $0.1161 < n < 0.5791$ в точках бифуркации $\epsilon = \epsilon_k g_{\text{eq}} < 0$ и, следовательно, стабильных политроп для этого случая не существует. Условие стабильности при $\epsilon = \epsilon_k g_{\text{eq}} > 0$ будет выполняться лишь в областях $0 \leq n < 0.1161$ и $0.5791 < n < 0.8012$.

Вопрос о зависимости полной энергии E вращающейся политропы от параметра асимметрии X связан с вопросом устойчивости этих конфигураций относительно возмущений этого параметра X . В данной работе мы получим зависимость $E(X)$ при фиксированной массе m и моменте импульса M в случае $|n-1.0795| \ll 1$, когда конфигурация слабо отличается от сферически симметричной при $\epsilon_k \ll 1$. Устойчи-

вому состоянию должен соответствовать минимум функции $E(X)$.

Именно на примере этого, наиболее для нас интересного интервала значений n , мы и будем вести дальнейшее изложение.

2. *Критические точки и точки бифуркации.* Как показано нами в [4,5] параметр асимметрии вращающейся конфигурации X удовлетворяет уравнению:

$$A(e, n)X + B(e, n)X^3 = \eta_m, \quad (1)$$

где $e = a_3/a_1$ - параметр сплюснутости конфигурации; $A(e, n)$ и $B(e, n)$ - функции, которые находятся численными методами, но в достаточно узких областях значений e и n их можно аппроксимировать аналитическими выражениями. Так, в области значений $|e-1| \ll 1$, $\varepsilon \ll 1$, $|n-1.0795| \ll 1$ имеет место следующее аналитическое представление $A(e, n)$:

$$A(e, n) = A(\varepsilon, n) = 0.1872(e - e_k) = 1.4872(\varepsilon_k - \varepsilon), \quad (2)$$

где $\varepsilon_k = 0.91178(1.0795 - n)$, $e_k = 1 - 7.2436(1.0795 - n)$.

Значение $B(e, n) = B(\varepsilon, n) \cong B_k = 2.2199$ в вышеуказанной области значений параметров e, ε, n .

Исследуем более подробно уравнение (1). Сделаем замену $X = X_k \xi$, $X_k = (\eta_m/B_k)^{1/3}$. Тогда (1) будет иметь вид:

$$\xi^2 - \frac{1}{\xi} = \lambda, \quad (3)$$

где $\lambda = -A(e, n)/B_k^{1/3} \eta_m^{2/3}$.

Точку $e = e_k$, $\varepsilon = \varepsilon_k$ будем называть критической, в которой $\lambda(e_k, n) = A(e_k, n) = 0$. В этой точке параметр асимметрии $X = X_k = (\eta_m/B_k)^{1/3}$. Если учесть, что η_m очень мал, $\sim 10^{-12}$ и меньше, то в критической точке $X = X_k \sim 10^{-4}$, что на восемь порядков больше, чем вдали от критической точки, где $X \sim \eta_m$.

Отметим, что в критической точке уравнение (3) имеет одно вещественное решение $\xi = 1$. Два других корня будут комплексными. Отсюда следует, что критическая точка не является в данном случае точкой бифуркации. Они будут совпадать только при $\eta_m = 0$, т.е. в отсутствие магнитных натяжений. В этом случае из (1) следует уравнение $X(A(e, n) + B(e, n)X^2) = 0$ и при $e < e_k$ $A(e, n) < 0$, $X_1 = 0$, $X_{2,3} = \pm \sqrt{-A(e, n)/B_k}$.

Чтобы наглядно представить ситуацию, построим график левой части уравнения (3) $f(\xi) = \xi^2 - (1/\xi)$, который приводится на рис.1.

Из рисунка видно, что точкой бифуркации является точка $\lambda_b(e_b, n) = \sqrt[3]{27/4}$. В этой точке:

$$A(e_b, n) = -\sqrt[3]{\frac{27}{4}} B_k^{1/3} \eta_m^{2/3}, \quad (4)$$

то есть имеет место сдвиг точки бифуркации от критической точки. Величина сдвига по параметрам e $\Delta e = e_b - e_k$ и ϵ $\Delta \epsilon = \epsilon_b - \epsilon_k$ легко оценивается из (2) и (4):

$$\Delta e = -13.1697 \eta_m^{2/3}; \quad \Delta \epsilon = 1.6577 \eta_m^{2/3}. \quad (5)$$

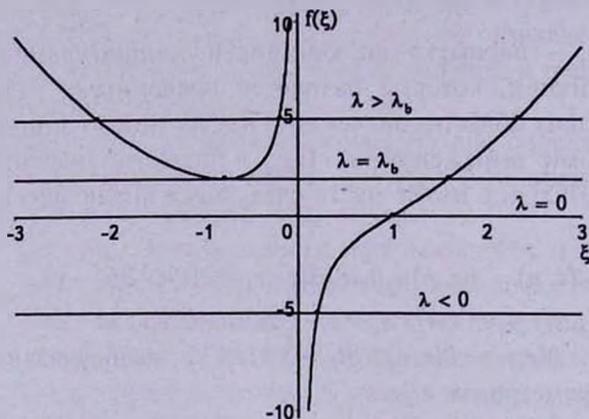


Рис.1. График функции $f(\xi) = \xi^2 - 1/\xi$. Точками на графике отмечены корни уравнения (3).

Если взять $\eta_m = 10^{-12}$, тогда $\Delta e = -1.3170 \cdot 10^{-7}$, а $\Delta \epsilon = 1.6577 \cdot 10^{-8}$.

Аналитический вид вещественных корней уравнения (3), позволяющий найти зависимость параметра асимметрии X от e , ϵ , η_m , нам удалось найти. При $\lambda < 0$ ($A(e, n) > 0$) будет один вещественный корень уравнения (3):

$$\xi_1 = 2\sqrt{-\frac{\lambda}{3}} \operatorname{sh}\left(\frac{1}{3} \ln\left(\sqrt{-\frac{27}{4\lambda^3}} + \sqrt{1 - \frac{27}{4\lambda^3}}\right)\right). \quad (6)$$

В случае $0 < \lambda < \sqrt[3]{27/4}$ тоже будет только один вещественный корень уравнения (3):

$$\xi_1 = 2\sqrt{\frac{\lambda}{3}} \operatorname{ch}\left(\frac{1}{3} \ln\left(\sqrt{\frac{27}{4\lambda^3}} + \sqrt{\frac{27}{4\lambda^3} - 1}\right)\right). \quad (7)$$

А если $\lambda > \sqrt[3]{27/4}$, то у нас будут иметь место три вещественных корня уравнения (3):

$$\xi_{1,2,3} = 2\sqrt{\frac{\lambda}{3}} \cos(3d_{1,2,3}) \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\sqrt{\frac{27}{4\lambda^3}} + d_{1,2,3}\right), \quad (8)$$

$$d_1 = 0, \quad d_2 = -\pi/3, \quad d_3 = \pi/3.$$

Зависимость корней уравнения (3) от параметра λ , используя формулы (6)–(8), представлена на рис.2.

Из рисунка видно, что точкой бифуркации действительно является точка $\lambda = \lambda_b = \sqrt[3]{27/4}$. При значениях $\lambda \geq \lambda_b$ имеют место вместо одного ($\lambda < \lambda_b$), три вещественных корня $\xi_{1,2,3}$, описывающих соответственно три равновесных конфигурации вращающихся намагниченных политроп.

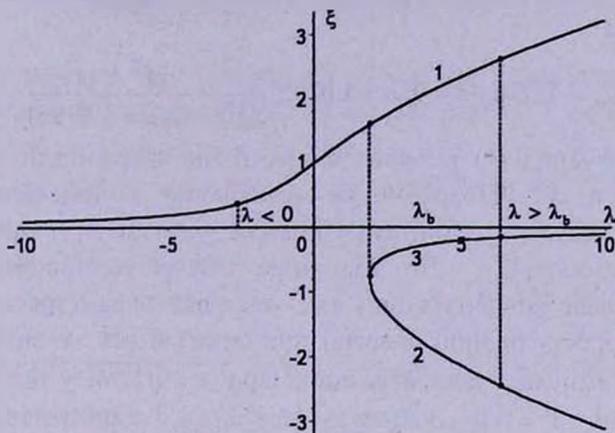


Рис.2. Зависимость корня уравнения (3) ξ от параметра λ .

В отличие от случая отсутствия магнитного поля ($\eta_m = 0$) процесс ответвления происходит скачком, при этом ветви 1, 2 и 3 не имеют общих точек. Таким образом структура намагниченной вращающейся политропы вблизи точки бифуркации λ_b существенно отличается от структуры вращающейся не намагниченной политропы. Результат данной работы является на наш взгляд важным и далеко не очевидным.

Приведем асимптотики корней при больших значениях λ ($\eta_m \rightarrow 0$), $|\lambda| \gg 1$. Из (6), (8) имеем $\xi_{1,2} \approx \pm\sqrt{\lambda}$ при $\lambda \gg 1$, а $\xi_{1,3} \approx 1/\lambda$ при $|\lambda| \ll 1$.

3. Устойчивость конфигураций в точках бифуркации. Наличие при $\lambda \geq \lambda_b$ трех равновесных конфигураций ставит вопрос: какое состояние физически реализуется. Для ответа на этот вопрос будем использовать энергетический подход для исследования устойчивости гравитирующих сверхплотных конфигураций, многочисленные применения которого подробно изложены в [6].

В нашем случае из энергетического подхода следует, что из трех равновесных конфигураций устойчивой будет та, у которой при фиксированной массе и моменте импульса полная энергия минимальна.

Разработанный и реализованный нами в системе символьной математики MAPLE комплекс символьно-численных программ позволил найти аналитическую зависимость полной энергии ньютоновской вращающейся политропы от параметра асимметрии X распределения плотности вещества относительно оси вращения в области значений параметров $\varepsilon \ll 1$, $|n - 1.0795| \ll 1$:

$$\frac{E(X)}{-E_{\text{сп}}} = -0.06422(1 - 10.7592\varepsilon_0 - (4.8902 + 22.9197\varepsilon_0)X^2), \quad (9)$$

где $E_{\text{сп}} = -(16/15)\pi^2 G \rho_0^2 a_1^5$ - гравитационная энергия однородной сферы радиуса a_1 и плотности ρ_0 , J_0 - момент инерции относительно оси вращения, а

$$\varepsilon_0 = 4\pi G \rho_0 (\varepsilon = 0, n = 1.0795) \frac{M^2}{J_0^2(\varepsilon = 0, n = 1.0795)}.$$

Для получения (9) в вычислениях E мы удерживали члены только порядка ε и X^2 . Подробности вычислений E приводятся в [5].

Из (9) следует, что минимум полной энергии $E(X)$ будет соответствовать значению $|X|_{\min}$. Это состояние и будет устойчивым состоянием гравитирующей конфигурации, так как рост параметра асимметрии X приводит к росту полной энергии при одних и тех же значениях массы и момента импульса конфигурации. При $\lambda \geq \sqrt[3]{27/4}$ у нас имеют место три значения $X = X_{1,2,3} = X_k \xi_{1,2,3}$, где $\xi_{1,2,3}$ - определяется формулой (8). Из (8) следует, что $|\xi|_{\min} = |\xi_3| = 2\sqrt{\frac{\lambda}{3}} \left| \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\sqrt{\frac{27}{4\lambda^3} + \frac{\pi}{3}}\right) \right|$, т.е. устойчиво состояние с $X = X_k \xi_3$.

4. Заключение. Проведенное нами исследование указывает на необходимость различать точки бифуркации и критические точки для намагниченных вращающихся политроп, которые в отсутствие магнитного поля совпадают. Эти точки оказываются сдвинутыми по параметрам ε и ε на величину порядка отношения плотностей магнитной и гравитационной энергий в центре вращающейся намагниченной политропы в степени $2/3$ в области значений индекса политропы $|n - 1.0795| \ll 1$. Эта величина для реальных пульсаров имеет порядок $10^{-4} - 10^{-10}$. Вблизи критической точки $\lambda_k = 0$ и точки бифуркации $\lambda_b = \sqrt[3]{27/4}$ в процессе эволюции периода вращающейся намагниченной политропы, как будет показано нами в дальнейшем, возникают характерные особенности, позволяющие выявить это явление при наблюдении эволюции периода медленных пульсаров $\varepsilon < 10^{-4}$, уравнение состояния вещества которых будет близко к политропе с индексом $|n - 1.0795| \ll 1$.

В свете полученных нами результатов весьма актуален вопрос о поиске реалистических уравнений состояния, близких к политропе с $n = 1.0795$.

THE SHIFT OF BIFURCATION POINTS OF ROTATING
MAGNETIC NEWTONIAN POLITROPS CAUSED BY
MAGNETIC FIELD

S.A.MITHEEV, V.P.TSVETKOV

This work presents the formulated criteria for determination of the critical points and bifurcation points of the rotating Newtonian polytropic curves which are coincident with no any magnetic field. We sized up the shift value of the points using the flatness parameters and the parameters of the rotation rate ε . We determined a dependence of the polytropic curve total energy near the bifurcation points and critical points on the asymmetrical mass distribution parameter X relative to the axis of rotation and the rotation rate ε at $\varepsilon \ll 1$. We carried out rotating polytropic curve stability in accordance with the X axis parameter point analysis.

Key words: *politrops:bifurcation points:magnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.H.Jeans*, Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics. Cambridge: At the Univ. Press, 1919.
2. *R.A.James*, The structure and stability of rotating gas masses, *Astrophys. J.*, 140, 552, 1964.
3. *Ж.Л.Тассуль*, Теория вращающихся звезд. Мир, М., 1982, с.472.
4. *Е.В.Беспалько, С.А.Михеев, И.В.Пузынин, В.П.Цветков*, Гравитирующая быстровращающаяся сверхплотная конфигурация с реалистическими уравнениями состояния. *Мат. моделирование*, 118, №3, 103, 2006.
5. *С.А.Михеев, В.П.Цветков*, Точки бифуркации вращающихся намагниченных ньютоновских политроп с показателем близким к единице. Препринт ОИЯИ Р11-2007-114. Письма в ЭЧАЯ (в печати).
6. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, Релятивистская астрофизика. Наука, М., с.203, 1967.

TRANSIENT PHENOMENA IN COSMIC RAY
INTENSITY DURING EXTREME EVENTSREKHA AGARWAL¹, RAJESH K.MISHRA²

Received 12 November 2007

Accepted 13 February 2008

In the present work an analysis has been made for the extreme events occurred during July 2005. Specifically, rather intense Forbush decrease was observed at different neutron monitors all over the world during 16 July 2005. An effort has been made to study the effect of this unusual event on cosmic ray intensity as well as various solar and interplanetary plasma parameters. It is noteworthy that during 11 to 18 July 2005 the solar activity ranged from low to very active. Especially low levels occurred at the 11, 15 and 17 July whereas high levels took place on the 14 and 16 July 2005. The Sun is observed active during 11 to 18 July 2005 and the interplanetary magnetic field intensity lies within 15 nT and solar wind velocity was limited to $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$. The geomagnetic activity during this period remains very quiet, K_p index did not exceed 5, the disturbance storm time D_{st} index remains $\sim -70 \text{ nT}$ and no sudden storm commencement has been detected during this period. It is noted that for majority of the hours, the north south component of interplanetary magnetic field, B_z remains negative and cosmic ray intensity increases and shows good/high correlation with B_z and as the polarity of B_z tends to shift from negative to positive values, the intensity decreases and shows good/high anti-correlation with B_z . The cosmic ray intensity tends to decrease with the increase of interplanetary magnetic field strength (B) and shows anti-correlation for majority of the days.

Key words: *cosmic rays; interplanetary magnetic cloud*

1. *Introduction.* Modulations of galactic cosmic ray (GCR) intensity, which recur at the solar rotation period and are associated with corotating high-speed streams from coronal holes are presumably caused by deviations from the average solar wind properties associated with these streams. It is found by Richardson et al. [1] that the cosmic ray intensity tended to be anti-correlated with the solar wind speed within individual events, suggesting that enhanced convection of cosmic rays from the inner heliosphere in streams contributes to the depression. Richardson et al. [2] reported a 22-year dependence in the size of recurrent modulations observed by neutron monitors and spacecrafts during the last five solar minima, with larger modulations during the $A > 0$ cycles (when the solar global magnetic field points outward on the northern hemisphere).

The transient disturbances in the interplanetary space usually are accompanied by the short period decreases - Forbush effects of the galactic cosmic ray (GCR) intensity [3-7]. Generally, two types of the Forbush effects of the GCR intensity are distinguished - sporadic and recurrent. The sporadic

Forbush effects are characterized with a rapid decrease phase during the one-two days and by a subsequent recovery phase lasting for few days. Solar flares and coronal mass ejections (CMEs) produced large variations in cosmic ray intensity. A lot of attempts have been made in the past to explore the relation between these phenomena as well as their impact on cosmic rays [8-10].

Nowadays, the analysis of spacecraft data reveals that these events are common in the solar wind. About 30% of CMEs observed in the solar wind exhibit internal field rotations, characteristic of magnetic flux rope. However, the relationship between the CMEs observed near the Sun and magnetic clouds is poorly understood.

Forbush decreases associated with shock-associated cloud are caused by magnetic field variations associated with interplanetary disturbances [11]. Badruddin et al. [12] have reported a possible correlation between magnetic clouds and cosmic ray intensity decrease while Kudo et al. [13] have reported an increase in cosmic ray intensity that may be related to the geomagnetic D_{st} index and Iucci et al. [14] have found short term increase in CR intensity occurring inside the Forbush decrease that possibly may be associated with magnetic clouds. Zhang and Burlaga [15] infer that the cosmic rays are mainly modulated by fluctuation rather than by drifting in the strong smooth field in the magnetic cloud.

Many workers have shown the structure and dynamics of interplanetary magnetic clouds and their effects on the magneto sheath and magnetosphere. The association of geomagnetic activity to magnetic clouds and other IMF features are given by Farrugia et al. [16] and Tsurutani and Gonzalez [17]. Farrugia et al. [18] have shown that a major geomagnetic storm and associated aurora were produced by the extended interval of the negative B_z in the front part of magnetic cloud. As the magnetic cloud moved past the Earth, the magnetic field slowly rotated northward giving an extended interval with positive B_z in which the geomagnetic activity subsided.

2. Data and analysis. The temperature and pressure corrected hourly data (counts of neutrons) of cosmic ray intensity from Moscow neutron monitor have been used, where the long-term change from the data has been removed by the method of trend correction. The days of Forbush decreases have also been removed from the analysis to avoid their influence in cosmic ray variation. Interplanetary magnetic field and solar wind plasma data have been taken from the interplanetary medium data book.

3. Results and Discussion. In the present work we have rigorously studied the extreme events occurred during July 11 to 17, 2005. The hourly

data of cosmic ray neutron monitor of Moscow for these events have been plotted in Fig.1. As depicted in figure, a series of Forbush effects took place from 12 July causing a decrease in cosmic ray intensity of about 2%, by the 16 July 2005. As a result an intensive Forbush decrease of cosmic ray, on 16th July is evident. A sharp enhancement of cosmic ray intensity occurred right after the main phase of the Forbush decrease on 16th July, was followed by a second decrease within less than 12 hours. The characteristics of this event indicate that it does not comprise a ground level enhancement of solar cosmic rays neither a geomagnetic effect in cosmic rays. The

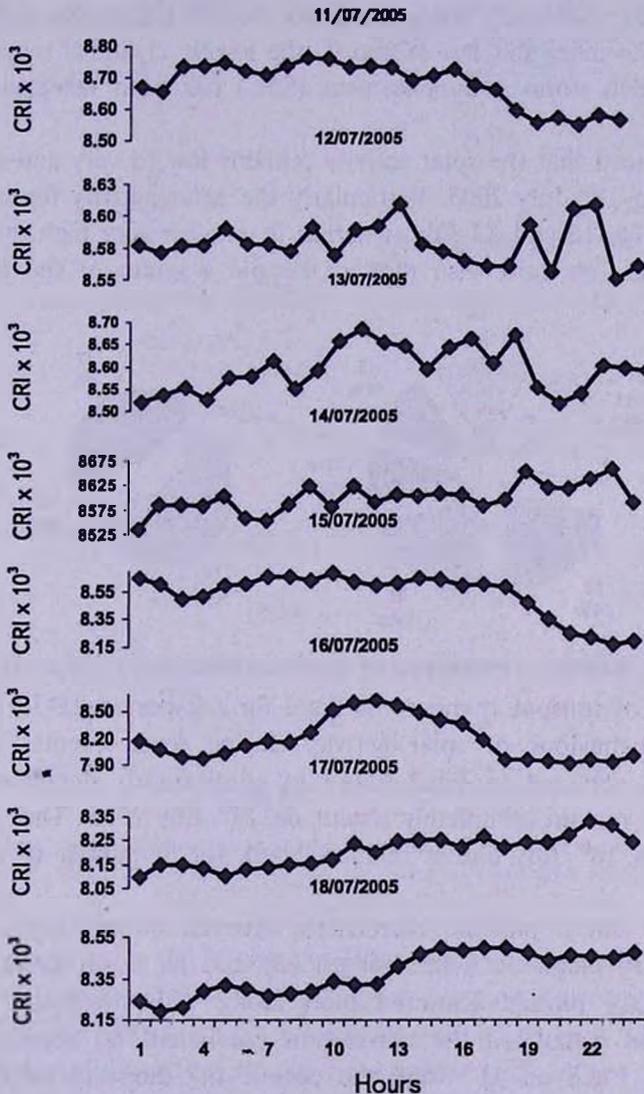


Fig.1. Cosmic ray intensity variation during July 11-18 2005.

event seems to be caused by the interplanetary disturbances in the inner heliosphere at the time when Earth crossed a periphery of a giant Forbush effect started after the flare on 14th July and play a significant role for the solar activity of the previous days.

The Sun was rather active during this period and we have observed 35 C-class, 13 M-class and 1 X-class solar flares and five halo coronal mass ejections during 11 to 18 July 2005. Though the main flares occurred, the interplanetary space near the Earth was not strongly disturbed during this period. The interplanetary magnetic field intensity lies within 15 nT and solar wind velocity was limited to $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$. The geomagnetic activity during this period was also very quite, K_p index did not exceed 5, the lowest D_s index remains $\sim 70 \text{ nT}$ and no sudden storm commencement (SSC) has been detected during this period.

It is noticed that the solar activity remains low to very active during the period 11 to 18th July 2005. Particularly the solar activity found to remain low during 11, 15 and 17 July, whereas it remains very high during 14 and 16 July 2005. We have also plotted the pie diagram of the frequency of

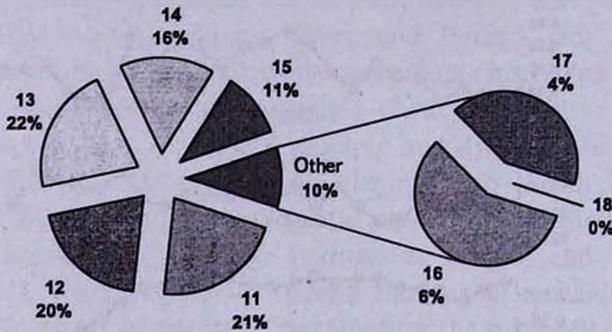


Fig.2. Frequency of occurrence of sunspot numbers during July 11-18 2005.

occurrence of sunspot numbers in Fig.2 for the period 11-18 July 2005 to study the behaviour of solar activity during these events. The sunspot numbers as depicted in Fig.2 found to continuously decreased from 11th July until it remain completely absent on 18th July 2005. Thus a blank Sun appeared on 18th July and it remains blank for a number of days till 22nd July 2005.

To find out a possible correlation between cosmic ray intensity and interplanetary magnetic field strength (B) and its north south component (B_z), we have plotted scattered plots along with regression equation in Fig.3, 4 and calculated the correlation coefficient (r) between them. As depicted in Fig.3 on 11th July, the cosmic ray intensity increases sharply as the B_z component of IMF increases and shows a good positive correlation ($r=0.65$). The cosmic ray intensity seems to remain unaffected for

different polarity of B_z on 12th, 14th and 16th July showing very nominal correlation ($r = -0.09, 0.13, 0.10$) during these days. On 13th July the cosmic ray intensity significantly decreases as the polarity of B_z changes from negative to positive and shows a high anti-correlation ($r = -0.71$), however it increases sharply with increase of B_z during 15th July and shows a good positive correlation ($r = 0.50$). The cosmic ray intensity decreases sharply on

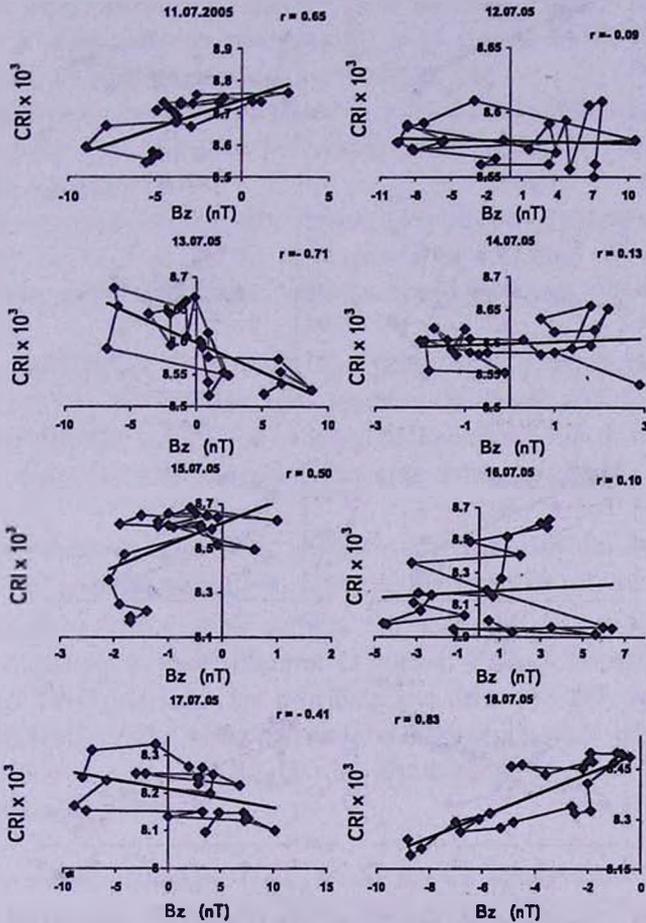


Fig.3. Cosmic ray intensity along with the variation in associated value of north south component of IMF (B_z), the regression line and the observed correlation coefficient (r) during 11-18 July 2005.

17th July as the polarity of B_z changes from negative to positive and shows a good anti-correlation ($r = -0.41$), whereas it increases significantly with the increase of B_z and shows a high correlation ($r = 0.83$). It is also observed that for majority of the hours B_z remains negative and cosmic ray intensity increases and shows good/high correlation with B_z and as the polarity of B_z tends to shift from negative to positive values, the cosmic ray intensity

decreases and shows good/high anti-correlation with B_z .

The cosmic ray intensity decreases significantly on 11th July showing high anti-correlation ($r = -0.72$) and increases gradually on 12th July showing some positive correlation ($r = 0.32$) with the increase of IMF strength (B).

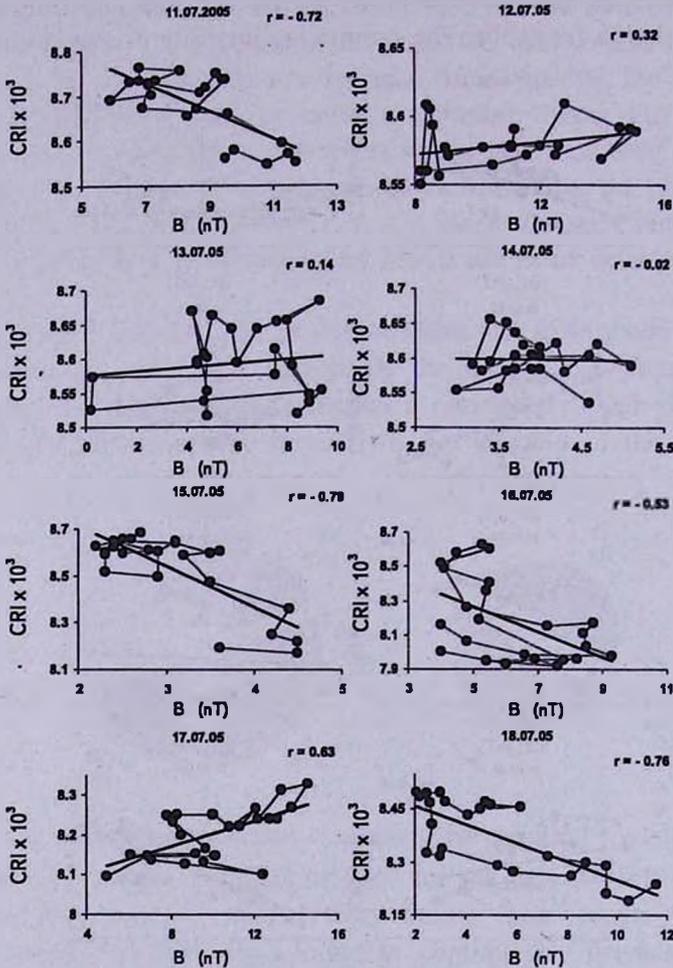


Fig.4. Cosmic ray intensity along with the variation in associated value of IMF strength (B), the regression line and the observed correlation coefficient (r) during 11-18 July 2005.

However it does not shows any significant trend associated with B during 13th-14th July having very weak correlation ($r = 0.14, -0.02$) on these days. The cosmic ray intensity decreases significantly on 15th and 18th July showing high anti-correlation ($r = -0.79, -0.76$), however it decreases sharply on 16th July and increases on 17th July showing high correlation ($r = -0.53, 0.63$) with B on these days. The cosmic ray intensity tends to decrease with the increase of IMF strength (B) and shows anti-correlation for majority of the days.

4. *Conclusions.* From the present investigations following conclusions may be drawn:

- A series of Forbush effects took place from 12 July causing a decrease in cosmic ray intensity of about 2%, by the 16 July 2005.

- An intensive Forbush decrease of cosmic ray intensity observed on 16th July 2005.

- The characteristics of this Forbush decrease on 16th July, 2005 indicate that it does not comprise ground level enhancement of solar cosmic rays neither a geomagnetic effect in cosmic rays.

- The Sun is observed active during 11 to 18 July 2005 and the interplanetary magnetic field intensity lies within 15 nT and solar wind velocity was limited to $\sim 500 \text{ kms}^{-1}$.

- The geomagnetic activity during this period remains very quite, K_p index did not exceed 5, the disturbance storm time D_s index remains ~ 70 nT and no sudden storm commencement has been detected during this period.

- For majority of the hours, the north south component of IMF, B_z remains negative and cosmic ray intensity increases and shows good/high correlation with B_z and as the polarity of B_z tends to shift from negative to positive values, the intensity decreases and shows good/high anti-correlation with B_z .

- The cosmic ray intensity tends to decrease with the increase of IMF strength (B) and shows anti-correlation for majority of the days.

Acknowledgements. The authors are indebted to various experimental groups, in particular, Prof. Margret D. Wilson, Prof. K. Nagashima, Miss. Aoi Inoue and Prof. J.H. King for providing the data. We also acknowledge the use of NSSDC OMNI database and NGDC geophysical data. The authors are also very much thankful to the anonymous referees for their useful comments/suggestions.

¹ Department of Physics, Govt. Model Science College (Autonomous), India

² Computer and Information Technology Section, Tropical Forest Research Institute, India, e-mail: rkm_30@yahoo.com, rm_jbp@yahoo.co.in

ПЕРЕХОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ

Р.АГАРВАЛ, Р.К.МИШРА

В настоящей статье проводится анализ экстремальных событий, имевших место в июле 2005г. Особое внимание уделяется весьма интенсивному форбушевскому спаду, который наблюдался повсюду различными мониторами нейтронов 16 июля 2005г. Делается попытка выявить влияние указанного необычного события на интенсивность космических лучей, а также на значения различных параметров солнечной и межпланетной плазмы. Важно отметить, что в период между 11 и 18 июля 2005г, солнечная активность менялась в широких пределах. Особенно низкой она была 11, 15 и 17 июля, в то время как высокий уровень достигался 14 и 16 июля. В период от 11 до 18 июля интенсивность межпланетного магнитного поля менялась в пределах до 15 нТ, а скорость солнечного ветра - до 500 км с^{-1} . Геомагнитная активность в данный период оставалась спокойной. Значение K_p индекса не превосходило 5, D_{st} -индекс времени бурового возмущения оставался порядка $\sim -70 \text{ нТ}$, внезапного начала бури не отмечалось. Следует отметить, что в большую часть времени север-южный компонент межпланетного магнитного поля B_z оставался отрицательным, а интенсивность космического луча показывала хорошую/высокую корреляцию с B_z . Когда полярность B_z обнаруживала тенденцию меняться на положительную, интенсивность падала и показывала хорошую/высокую антикорреляцию с B_z . Интенсивность космических лучей имела тенденцию убывать с усилением межпланетного магнитного поля (B) и показывала антикорреляцию большую часть времени.

Ключевые слова: *космические лучи; межпланетное магнитное поле*

REFERENCES

1. *I.G.Richardson, H.V.Cane, G.Wibberenz, J. Geophys. Res., 101, 12549, 1996.*
2. *I.G.Richardson, G.Wibberenz, H.V.Cane, J. Geophys. Res., 101, 13483, 1996.*
3. *S.E.Forbush, J. Geophys. Res., 59, 525, 1954.*
4. *J.A.Lockwood, J. Geophys. Res., 65, 19, 1960.*
5. *L.I.Dorman, Cosmic Rays Variations and Space Exploration, Nauka, Mos-*

- cow, 1963.
6. *J.A.Lockwood, W.R.Webber*, Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf., 3, 283, 1987.
 7. *H.V.Cane*, Space Sci. Rev., 93, 55, 2000.
 8. *A.J.Hundhausen*, "Coronal mass Ejections", in K.T.Strong, J.L.Saba, B.H.Haisch, J.T.Schmelz, (eds.), The many faces of the Sun: a Summary of the results from NASA's Solar Maximum Mission, Springer, New York, 143, 1999.
 9. *R.A.Harrison*, Astron. Astrophys., 304, 585, 1995.
 10. *H.V.Cane*, Space Sci. Rev., 93, 49, 2000.
 11. *Badrudin, R.S.Yadav, N.R.Yadav*, Solar Phys., 105, 413, 1986.
 12. *Badrudin, R.S.Yadav, S.P.Agrawal*, Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf., 5, 258, 1985.
 13. *S.Kudo, M.Wada, P.Tanskanen, M.Kodama*, Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. SH5, 1-8 NASA conf. Publ., 2376, 246, 1985.
 14. *N.Iucci, M.Parisi, C.Signorini, M.Storini, G.Villoresi*, Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf. Publ., 2376, 226, 1985.
 15. *Z.Zhang, L.F.Burlaga*, J. Geophys. Res., 93, 2511, 1988.
 16. *C.J.Farrugia, L.F.Burlaga, R.P.Lepping*, Geophys. Monogr. Series. Ed. by Tsurutani et al., 1997.
 17. *B.T.Tsurutani, W.D.Gonzalez*, The Interplanetary causes of magnetic storms, A Rev. in Geophys. Monogr. Series, 1997.
 18. *C.J.Farrugia, R.P.Lepping, L.F.Burlaga et al.*, EOS, Trans. AUG. 77(17), Spring Meet. Suppl., S2 41, 1996.

Краткие сообщения

ДВУМЕРНАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ
ЗВЕЗД ВОКРУГ ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 2175

1. *Введение.* В работе приведены результаты спектральной классификации 1224 O-M звезд различных классов светимости в окрестности звездного скопления NGC 2175, а также звездной ассоциации Gem OB1 [1-4]. Данные о двойном скоплении NGC 2175 приведены в [5].

Двумерная спектральная классификация звезд в сочетании с U , B , V фотометрическими данными [4-6] позволяют исследовать пространственное распределение этих звезд и поглощающей материи вплоть до нескольких килопарсек в направлении исследуемых областей. Сравнение спектральных классов звезд, полученных нами по снимкам с предобъективной призмой и МК классификацией, согласно данным [6-8], дает возможность определения точности нашей классификации.

2. *Спектральная классификация звезд.* Наблюдательный материал, спектральные снимки звезд в направлении двойного звездного скопления NGC 2175s - NGC 2175t (комплекс S252 [9]) был получен в 1985-1989гг. с помощью 70 см менискового телескопа системы Максудова с предобъективной 8°-й призмой Абастуманской астрофизической обсерватории (ААО) [10].

На спектральных снимках, полученных на пластинках Kodak OAO размером 18х18 см, соответствующему угловому диаметру поля 4°50' (23 кв. градуса на небе), зафиксированы спектры звезд до 12.5 зв. величины в области длин волн от 3500 до 5000 Å (линейной дисперсией 166 Å/мм около $H\gamma$).

Глазомерная классификация спектральных классов от O до M выполнена по данным 5-ти пластинок и охватывает область с $\alpha_{1950} = 5^{\text{h}}55^{\text{m}} - 6^{\text{h}}17^{\text{m}}$ $\delta_{1950} = 16^{\circ}55' - 23^{\circ}00'$. В качестве стандартов использовались низкодисперсионные спектры звезд из атласа Абта и др. [11].

Просмотр негативов пластинок выявил годность спектров 1224 звезд для спектральной классификации.

Для определения точности проведенной нами спектральной классификации были определены спектральные классы для 106 звезд из нашего

списка согласно фотометрическому методу Q [12]. Для этого были использованы U, B, V данные [6] и фотометрический метод МК классификации [12], в основе которого лежит независимый от межзвездного покраснения параметр $Q = (U - B) - (B - V) \times (E(U - B)/E(B - V))$. Согласно [12,13] для звезд спектральных классов O-B-A2 отношение избытков цвета $E(U - B)/E(B - V)$ - величина постоянная и в среднем равна 0.72 ± 0.03 , а параметр Q и истинные показатели цвета $(U - B)_0$ и $(B - V)_0$ для этих же типов звезд хорошо коррелируются со спектральным классом [14].

Вместе с тем, поскольку отношение $E(U - B)/E(B - V)$ для звезд спектральных классов A3-M меняется в зависимости от спектрального класса, мы использовали величины параметра Q из [14]. Карта исследуемой области, а также таблица классифицированных звезд помещены на сайте Страсбургской базы данных по адресу: <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/tuqcat4?III/253>. Для сравнения с результатами, полученными нами, в шестом столбце таблицы приведены данные спектральной классификации звезд, согласно имеющимся литературным данным [6-8,13].

На рис.1 приведен график сравнения спектральных классов, полученных нами и из [6-8,13], который показывает хорошее согласие наших и литературных данных.

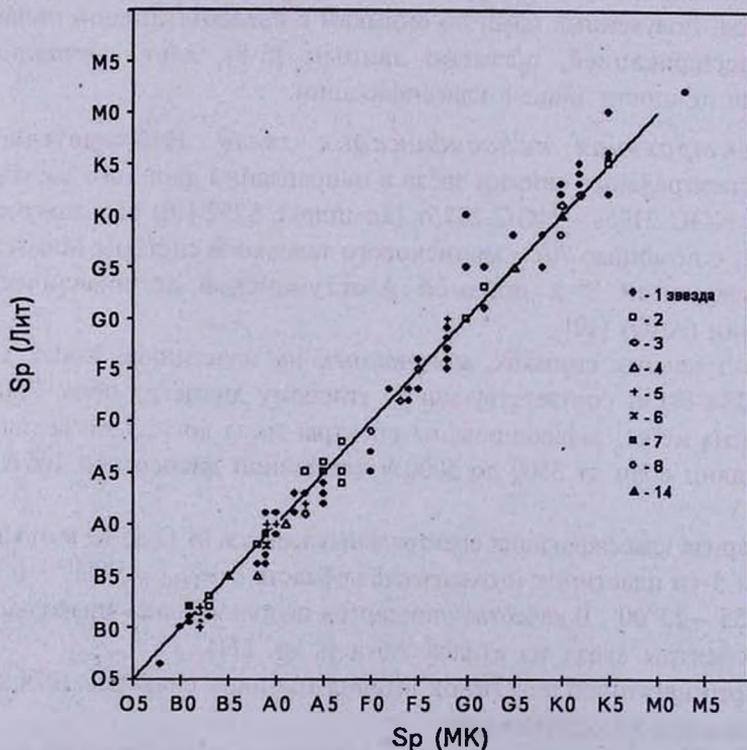


Рис.1. Сравнение спектральных классов, определенные нами по снимкам ААО Sp(МК) и спектральных классов из литературных данных.

Two-dimensional spectral classification of stars in the direction of open stellar cluster NGC2175. The results of spectral classification of 1224 O-M stars of different luminosity classes in the region of NGC 2175 and around it are presented. Classification have been carried out on the base of low dispersion objective prism spectra. Using the $B-V$ and $U-B$ data for 106 stars out of 1224 the MK classification have been done with the photometric Q method.

Key words: *stars:spectral types - stellar cluster NGC 2175*

7 марта 2007

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория
им В.А.Амбарцумяна, Армения,
e-mail: rhovhan@bao.sci.am

Р.Н.Оганесян¹
R.Kh.Hovhannesian¹
Р.А.Епремян¹
R.A.Epremian¹
М.Д.Метревели²
M.D.Metreveli²

² Абастуманская Национальная астрофизическая
обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, ДАН АрмССР, 15, 13, 1952.
2. D.L.Crawford, D.N.Limber, V.E.Mendoza et al., Astrophys. J., 121, 24, 1955.
3. R.H.Hardie, C.K.Seyfert, I.S.Gulledge, Astrophys. J., 132, 361, 1960.
4. U.Haug, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1, 35, 1970.
5. L.K.Haukala, Astron. Astrophys., 294, 89, 1995.
6. J.C.Mermilliod, M.Mermilliod, "Catalogue of Mean UBV Data on Stars", Springer-Verlag-New York. Inc. 1994.
7. W.Buscombe, MK Spectral Classification, North-Western, Univ. Evanston, 1977, 1980, 1981, 1984, 1988, 1992, 1995.
8. F.Rufener, "Catalogue of stars Measured in the Genova Observ. Photometric Sistem", Observ. de Genove, 1988.
9. S.Sharpless, Astrophys. J. Suppl. Ser., 4, 257, 1959.
10. Р.И.Киладзе, Бюллетень Абастуманской астрофиз. обс., 35, 152, 1959.
11. H.A.Abt, A.V.Meinet, W.W.Morgan, J.W.Topscot, "An Atlas of Low Dispersion Grating Stellar spectra", 1968.
12. H.L.Johnson, W.W.Morgan, Astrophys. J., 117, 313, 1953.
13. C.Jaschek, A.Valbousquet, F.Ochsenbein, Astron. Astrophys., 312, 815, 1996.
14. В.Л.Страйжис, Многоцветная фотометрия звезд, изд. Моклас, Вильнюс, с.91 и 106, 1977.

CONTENTS

On the nature of cD galaxies	<i>H.A.Harutyunian</i>	173
The local environmental dependence of properties of luminous red galaxies (LRGs) from the SDSS data Release 6 (SDSS6)	<i>Xin-Fa Deng, Ji-Zhou He, Yi-Qing Chen, Xiao-Xia Qian, Cheng-Hong Luo</i>	189
The vortical mechanism of generation of the astrophysical jets	<i>M.G.Abrahamyan</i>	201
Search for HH objects and emission stars in star formation regions. V. Two new cometary nebulae in Perseus cloud	<i>T.A.Movsessian, T.Yu.Magakian, E.H.Nikogossian, J.Bally</i>	219
Spectral observations of HH 448	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian</i>	229
Phosphorus stratification in the atmosphere of the chemically peculiar B-type star HR 1512	<i>L.S.Lyubimkov, D.B.Poklad, T.M.Rachkovskaya</i>	239
Late-type stars found in the FBS. New carbon stars	<i>K.S.Gigoyan, D.Engels, N.Mauron, V.V.Hambaryan, C.Rossi, R.Gualandi</i>	255
Dusty disk wind in young binaries seen pole-on	<i>L.V.Tambovtseva</i>	267
Spectral observations of the FBS blue stellar objects. Zone $\delta = +35^\circ$	<i>P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian</i>	277
Estimating of the discovery probabilities for contact CBS in case of total limb darkening	<i>O.V.Eretnova, M.A.Svechnikov, M.A.Ebel</i>	285
The structure of the magnetic field of the slow rotators: HD 9996, HD 188041	<i>Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth</i>	295
The line profiles of the H α and H β in the spectra of B and Be stars in the young open stellar cluster h/χ Persei	<i>S.L.Malchenko, A.E.Tarasov</i>	305
The shift of bifurcation points of rotating magnetic newtonian politrops caused by magnetic field	<i>S.A.Mithev, V.P.Tsvetkov</i>	321
Transient phenomena in cosmic ray intensity during extreme events	<i>Rekha Agarwal, Rajesh K.Mishra</i>	329
NOTES		
Two-dimentional spectral classification of stars in the direction of open stellar cluster NGC 2175	<i>R.Kh.Hovhannesian, R.A.Epremian, M.D.Metreveli</i>	339

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- ЗАПЫЛЕННЫЙ ДИСКОВЫЙ ВЕТЕР В МОЛОДЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ, НАБЛЮДАЕМЫХ С ПОЛЮСА
Л.В.Тамбовцева 267
- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FVS. ПОЛОСА $\delta = +35^\circ$
П.К.Синамян, А.М.Микаелян 277
- ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ОТКРЫТИЯ КОНТАКТНЫХ ТДЗ В СЛУЧАЕ ПОЛНОГО ПОТЕМНЕНИЯ ДИСКА ЗВЕЗДЫ К КРАЮ
О.В.Еретнова, М.А.Свечников, М.А.Эбель 285
- СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕДЛЕННЫХ СР-РОТАТОРОВ: HD 9996, HD 188041
Ю.В.Глаголевский, Е.Герт 295
- ПРОФИЛИ ЛИНИЙ $H\alpha$ И $H\beta$ В СПЕКТРАХ В И Ве-ЗВЕЗД В РАССЕЯННОМ ЗВЕЗДНОМ СКОПЛЕНИИ h/χ ПЕРСЕЯ
С.Л.Мальченко, А.Е.Тарасов 305
- СДВИГ ТОЧЕК БИФУРКАЦИИ ВРАЩАЮЩИХСЯ НАМАГНИЧЕННЫХ НЬУТОНОВСКИХ ПОЛИТРОП, ВЫЗВАННЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ
С.А.Михеев, В.П.Цветков 321
- ПЕРЕХОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ
Р.Агарвал, Р.К.Мишра 329
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
ДВУМЕРНАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЗВЕЗД ВОКРУГ ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ NGC 2175
Р.Н.Оганесян, Р.А.Епремян, М.Д.Метревели 339