

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 56

ФЕВРАЛЬ, 2013

ВЫПУСК 1

ЭФФЕКТ РОССИТЕРА-МАКЛАФЛИНА В ИЗЛУЧЕНИИ ЗВЕЗД
ТИПА UX Ori

В.П.Гринин, И.С.Потрапов 5

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД
ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

*Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Р.Ш.Нацелишвили,
А.А.Карапетян* 13

ЗАТМЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ СИСТЕМА С ЭКСЦЕНТРИЧНОЙ
ОРБИТОЙ V1176 Cas = GSC 4513 2537

*В.С.Козырева, А.В.Кусакин, Т.Крайси, Д.Менке,
Г.В.Комиссарова* 25

RMS-ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТИ ЗВЕДООБРАЗОВАНИЯ Сер ОВ3. I.
ЗВЕЗДЫ С $H\alpha$ ЭМИССИЕЙ

Е.Г.Никогосян 33

Be-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА HD 52721 - НОВЫЕ ПРИЗНАКИ
ДВОЙСТВЕННОСТИ

*Н.Г.Бескровная, М.А.Погодин, Г.Г.Валявин, Н.Р.Ихсанов,
И.С.Гусева, С.Е.Павловский, Н.Русомаров, О.В.Ежкова* 51

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ
ГРУППЫ УМЕРЕННЫХ БАРИЕВЫХ ЗВЕЗД

М.Рохас, Н.А.Драке, К.Б.Перейра, А.Ф.Холтыгин 69

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին

(Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչեմցև

(Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), 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.Каллогян (Армения)

Г.А.Арутюнян (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 համդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Համդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զծով: Համդեսը 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

ЭФФЕКТ РОССИТЕРА-МАКЛАФЛИНА В
ИЗЛУЧЕНИИ ЗВЕЗД ТИПА UX OriВ.П.ГРИНИН^{1,2}, И.С.ПОТРАВНОВ^{1,2}

Поступила 10 ноября 2012

Рассматривается возможность обнаружения изменений лучевых скоростей звезд типа UX Ori во время затмений околозвездными пылевыми облаками. Расчеты показывают, что, несмотря на большие размеры облаков, этот эффект может быть реально наблюдаем и, возможно, уже наблюдался во время спектральных наблюдений звезд этого типа. Мониторинг таких событий может дать важную информацию о движении вещества в ближайших окрестностях молодых звезд, а также о структуре газопылевых облаков, экранирующих звезды.

Ключевые слова: *звезды: типа UX Ori; лучевые скорости*

1. *Введение.* Звезды типа UX Ori занимают особое место среди молодых звезд. По своим основным характеристикам они не отличаются от других молодых звезд таких же спектральных типов. Главным их отличием является бурная фотометрическая активность. В начале девяностых годов были получены доказательства того, что эта активность обусловлена сильным наклоном околозвездных дисков относительно картинной плоскости [1]. Экранирование звезд непрозрачными фрагментами газопылевых дисков и является причиной сильных изменений их блеска.

С изменениями блеска связана также специфическая спектральная переменность, наблюдаемая у звезд этого типа: при ослаблениях блеска в их спектрах увеличиваются эквивалентные ширины эмиссионной линии $H\alpha$ и ряда других линий [2-6]. Это вызвано тем, что пылевые облака, экранирующие звезду от наблюдателя и вызывающие ослабления ее блеска, не экранируют полностью более протяженную эмиссионную область, в которой образуется эмиссионный спектр звезды. В результате эмиссия в линиях хотя и ослабляется во время минимумов, но не так сильно, как непрерывный спектр, образующийся в фотосфере звезды¹.

В данной заметке мы обращаем внимание на то, что изменения блеска звезд типа UX Ori должны сопровождаться также деформациями профилей линий поглощения, образующихся в атмосферах звезд, что должно

¹ Кроме спектральной переменности, вызванной затмениями, эмиссионные линии в спектрах звезд типа UX Ori флуктуируют вследствие нестабильности процесса аккреции околозвездного вещества на звезды (см. например, [6-9]).

приводить к кажущимся изменениям их лучевых скоростей RV . Эффект, который обсуждается ниже, имеет ту же природу, что и эффект Росситера-МакЛафлина (далее Р-М эффект), впервые наблюдавшийся указанными выше авторами при спектральных наблюдениях затменных двойных звезд [10,11].

2. *Эффект Росситера-МакЛафлина в условиях звезд типа UX Ori.* Физика Р-М эффекта весьма проста: в начале затмения закрывается один край вращающейся звезды, а при выходе из затмения - противоположный. В результате происходит деформация профилей линий поглощения. Это приводит к кажущемуся смещению лучевой скорости затмеваемой звезды сначала в одну сторону, затем в обратную. Р-М эффект наблюдался во многих затменных двойных системах. Его амплитуда зависит от глубины затмений. При прочих равных условиях она тем больше, чем больше скорость вращения звезд. В последние годы этот эффект удалось наблюдать при прохождении экзопланет (extrasolar planets) по диску звезд (см., например, [12-14] и цитированную там литературу), что позволило получить уникальные сведения о наклоне планетных орбит относительно экваториальной плоскости родительских звезд.

Если бы околозвездные облака, экранирующие звезды типа UX Ori, имели резкие границы, то на входе в затмение и на выходе из него можно было бы наблюдать максимальный Р-М эффект с амплитудой изменения лучевой скорости звезды RV , равной ее удвоенной скорости вращения (рис.1). Знак изменения RV при изменении блеска зависит от того, является ли движение облака по орбите прямым или обратным в системе координат вращающейся звезды. В случае прямого вращения наблюдатель увидит при входе в затмение смещение абсорбционного спектра звезды в красную сторону, а при выходе из затмения - в синюю. В случае обратного вращения

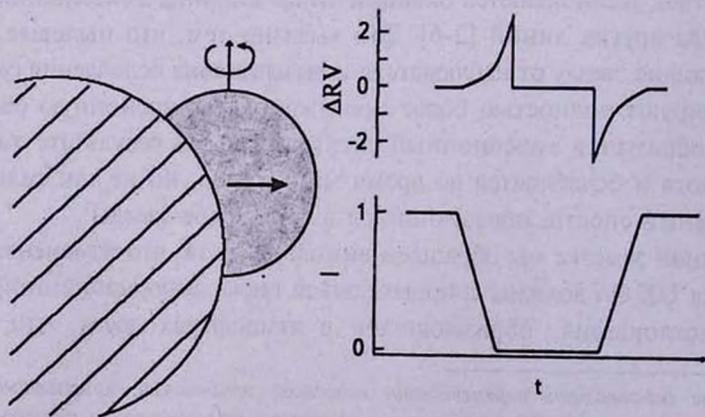


Рис.1. Схематическая картина Р-М эффекта.

облака последовательность событий будет противоположной описанной выше.

Основная особенность Р-М эффекта в условия звезд типа UX Ori состоит в том, что пылевые облака, экранирующие эти звезды, значительно превышают размеры звездного диска. К тому же они, по-видимому, не имеют резких границ и могут быть полупрозрачными. Поэтому амплитуда изменений лучевых скоростей звезд при затмениях должна быть значительно меньше, чем в описанном выше предельном случае.

Чтобы оценить ожидаемые масштабы этого явления, рассмотрим две простые ситуации.

2.1. *Модель с полупрозрачным экраном.* Предположим для простоты, что потемнение от центра диска к краю отсутствует, линии в спектре звезды расширены только ее вращением, которое предполагается твердотельным, ось вращения совпадает с картинной плоскостью. Ниже в расчетах скорость вращения и радиус звезды приняты за единицу. В этом случае профиль линии поглощения от всего диска звезды описывается простым соотношением: $I_0(x) = 1 - a(1 - x^2)^{1/2}$, где a - глубина линии (в дальнейшем полагаем $a = 1$), x - расстояние от центра линии, выраженное в единицах скорости вращения звезды.

Поскольку глубокие затмения звезд типа UX Ori наблюдаются довольно редко, рассмотрим сначала случай, когда луч зрения пересекает полупрозрачное пылевое облако. Такие ситуации наблюдаются довольно часто и приводят к небольшим по амплитуде флуктуациям излучения вблизи яркого состояния звезд. Предположим, что а) градиент плотности в облаке совпадает с направлением его движения и перпендикулярен оси вращения звезды (рис.2), б) экстинкция в облаке меняется так, что излучение от разных частей диска ослабляется по линейному закону: $\tau(x) = \tau_0(1 - x)$, в котором переменной величиной является безразмерное расстояние x произвольной точки на диске

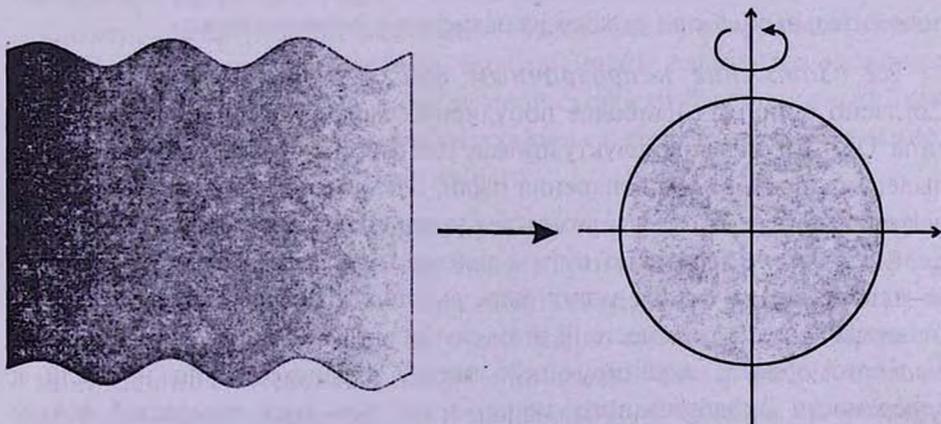


Рис.2. Схематическая картина затмения в модели с полупрозрачным пылевым облаком.

звезды от оси. При твердотельном вращении это расстояние равно безразмерному расстоянию от центра профиля линии поглощения. В этой модели профиль абсорбционной линии после прохождения излучения сквозь слой пыли имеет вид:

$$I(x) = I_0(x)e^{-\tau(x)} \approx I_0(x)(1 - \tau(x)) = (1 - \sqrt{1-x^2})(1 - \tau_0(1-x)). \quad (1)$$

Здесь τ_0 - оптическая толщина пылевого слоя на линии $x=0$, (то есть, в проекции на ось вращения звезды); безразмерное расстояние x меняется в интервале от -1 до $+1$ при прохождении от одного края диска звезды к другому.

Чтобы найти кажущееся изменение лучевой скорости звезды, вызванное искажением профиля абсорбционной линии, необходимо вычислить эквивалентную ширину линии и определить положение бисектора x_0 , который делит ее на две зоны, равные по эквивалентной ширине. Уравнение бисектора имеет вид:

$$\int_{-1}^{x_0} f(x) dx = \int_{x_0}^1 f(x) dx, \quad (2)$$

где $f(x) = \sqrt{1-x^2}(1 - \tau_0(1-x))$. Выполняя здесь интегрирование и разлагая полученные выражения в ряд по степеням τ_0 , получаем с учетом первых ненулевых членов разложения: $x_0 \approx \tau_0/3$. Отсюда следует, что в рассматриваемой модели затмения изменение лучевой скорости звезды на 5% (в единицах скорости ее вращения) получается при оптической толщине $\tau_0 = 0.15$. Такое изменение может быть надежно измерено, особенно если учесть, что скорость вращения многих звезд типа UX Op достигает 100 км/с и более [15]. Поскольку околозвездные облака являются фрагментами протопланетных дисков и, следовательно, вращаются в том же направлении, что и сама звезда, то приращение ее лучевой скорости при входе в затмение будет положительным, а при выходе из затмения - отрицательным.

2.2. Затмение непрозрачным фрагментом пылевого диска.

Согласно одной из наиболее популярных моделей [16], затмения звезд типа UX Op вызваны флуктуациями плотности на внутренней границе пылевого диска, в зоне испарения пыли. В этой зоне в результате прямого нагрева излучением звезды возникает утолщение (puffed-up inner rim) [17]. Если излучение звезды по пути к наблюдателю пересекает эту область, то изменения ее блеска могут быть вызваны флуктуациями локальной толщины диска в этом месте. В этом случае следует ожидать, что движение пылевого облака, экранирующего звезду, происходит по нормали к поверхности околозвездного диска, а так как диск вращается вокруг звезды, то смещение облака по диску звезды будет происходить примерно так, как это схематически показано на рис.3. При этом, если перемещение

пылевого экрана по диску звезды, происходит в основном за счет вращения околозвездного диска, то асимметрия затмения, необходимая для создания Р-М эффекта, в этом случае обязательно должна присутствовать. Ее можно промоделировать, используя экран с резкой границей, наклоненной относительно линии экватора звезды на угол α .

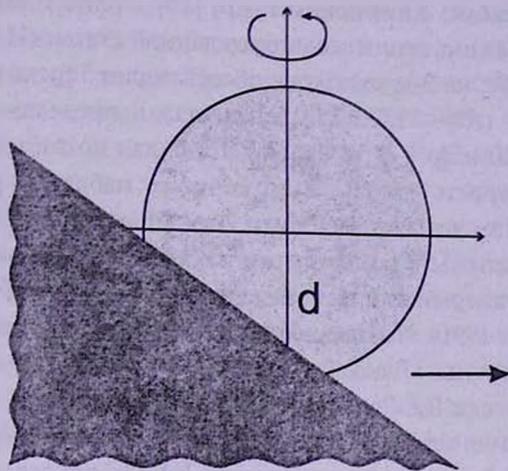


Рис.3. Иллюстрация к модели затмения непрозрачным фрагментом околозвездного диска.

Рассмотрим для простоты случай, когда $\alpha \ll 1$. При расчете Р-М эффекта в этой модели мы использовали аналогичный прием разложения интеграла (2) в ряд по малому параметру α . Оказалось, что максимальное смещение безразмерной лучевой скорости звезды в процессе затмения (оно достигается, когда граница экрана пересекает центр диска звезды и параметр d на рис.3 равен нулю) $x_0 \approx \alpha/2$, где угол α выражен в радианах. Таким образом, в этой модели изменение блеска звезды в процессе затмения может сопровождаться заметными вариациями RV , если угол α не слишком мал. При этом знак изменения лучевой скорости будет таким же, как и в предыдущей модели: положительным - при входе в затмение и отрицательным - при выходе из него.

3. *Обсуждение и заключение.* Сделанные выше оценочные расчеты показывают, что, несмотря на небольшую амплитуду, Р-М эффект в излучении звезд типа UX Ori, может быть обнаружен. Важно сочетать при этом спектральные наблюдения с достаточно плотным фотометрическим мониторингом. Необходимо знать не только блеск звезды в момент спектральных наблюдений, но и направление, в котором он меняется.

3.1. *RZ Psc - перспективный объект для наблюдений Р-М эффекта.* Измерения лучевых скоростей звезд типа UX Ori в таком режиме до сих

пор не проводились. Анализируя опубликованные в литературе данные об измерениях лучевых скоростей звезд этого типа, которые выполнялись хотя бы несколько раз, мы нашли довольно интересный эпизод в поведении лучевой скорости RZ Psc - одной из звезд этого семейства. Измерения лучевой скорости этой звезды выполнялись в разное время Шевченко и др. [18] - 8 измерений, Каминским и др. [19] - одно измерение, и одно измерение было сделано одним из авторов данной статьи (И.П.) по спектру, полученному в 2009г. на 2-м телескопе обсерватории Терскол [20]. Результат наших измерений ($RV = -1.5 \pm 2$ км/с) совпал в пределах их точности с данными Шевченко и др. (-2.5 ± 2 км/с), тогда как по данным Каминского и др. лучевая скорость звезды в момент их наблюдений была равна -11.75 ± 1.1 км/с. Нам удалось выяснить, что наблюдения RZ Psc в работах [18,19] были выполнены в одном и том же 1991г. В первой из этих работ лучевая скорость измерялась с помощью астроспидометра Токовинина с 21 января по 3 февраля 1991г. Наблюдения, опубликованные в статье Каминского и др., были выполнены 17 декабря 1991г.³ К сожалению нам не удалось найти данные о блеске RZ Psc в ту ночь. Поэтому не ясно, что послужило причиной изменения лучевой скорости этой звезды. Можно, однако, определенно сказать, что из всех звезд типа UX Oг1 эта звезда должна быть более всего подвержена действию Р-М эффекта, поскольку наблюдаемые у нее ослабления блеска происходят очень быстро и продолжаются, как правило, не более двух дней [21]. Это указывает на компактную структуру пылевых облаков, затмевающих звезду, что как раз оптимально для наблюдений Р-М эффекта. Если движение облаков по их орбитам происходит в том же направлении, что и вращение звезды (что представляется наиболее вероятным), то, как отмечалось выше, при падении блеска звезды наблюдатель будет наблюдать смещение ее лучевой скорости в направлении положительных значений (соответствующих движению от наблюдателя). При увеличении блеска картина должна быть обратной.

Наблюдения Р-М эффекта в излучении звезд типа UX Oг1 представляют большой интерес по двум причинам. Во-первых, знание истинной лучевой скорости (свободной от флуктуаций, вызванных Р-М эффектом) необходимо при поиске маломассивных компаньонов по наблюдениям колебаний RV , вызванных их орбитальным движением. Существование таких компаньонов в ближайших окрестностях звезд типа UX Oг1 заподозрено в ряде работ на основании наблюдений фотометрических циклов и их численного моделирования (см. [22,23] и цитированную там литературу). Во-вторых, наблюдения этого эффекта позволят использовать звездный диск в качестве

³ Авторы благодарны А.А.Токовину и Б.М.Каминскому за информацию о датах наблюдений, на основе которых в [18,19] были выполнены измерения лучевой скорости RZ Psc.

естественного масштаба для определения градиента плотности в облаках, вызывающих затмения. В частности, таким путем можно попытаться обнаружить прохождения по диску звезды формирующихся планет и окружающих их газопылевых оболочек, размеры которых могут быть меньше диаметра звездного диска. Из-за небольших размеров такие объекты не могут вызвать сильный фотометрический эффект, но зато могут породить заметные искажения фотосферных линий из-за большого градиента экстинкции по диску звезды. Поскольку основной вклад в околозвездную экстинкцию дают мелкие пылинки, в результате чего она увеличивается с уменьшением длины волны, то обнаружить Р-М эффект в излучении звезд типа UX Ori будет проще в синей области спектра.

Возвращаясь к RZ Psc, следует подчеркнуть, что по данным [20] это самая старая звезда из семейства звезд типа UX Ori: ее возраст порядка 30-40 млн лет, что в несколько раз превышает характерное время диссипации протопланетных дисков (около 10^7 лет). По этой причине ни одна из двух обсуждаемых сейчас моделей фотометрической активности звезд типа UX Ori (в результате поглощения излучения на внутренней границе аккреционного диска, в зоне сублимации пыли [16], или в запыленном дисковом ветре [24,25]), в данном случае неприменима из-за отсутствия у звезды аккреционного диска. Поэтому дополнительные сведения о структуре плотных сгустков пыли, экранирующих RZ Psc, которые могут быть получены при изучении Р-М эффекта, могут пролить свет на их происхождение.

Авторы благодарны А.Ф.Холтыгину за обсуждение статьи и полезные замечания. Работа выполнена по программе Президиума РАН П 21 "Нестационарные явления в объектах Вселенной", при поддержке гранта ФЦП "КАДРЫ" N 1.2.1 и гранта ведущей научной школы НШ-1625.2012.2.

¹ Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: vgsrao@mail.ru

² Астрономический институт им. В.В.Соболева, С. Петербургский государственный университет, Петродворец, С.-Петербург, Россия

ROSSITER-MCLAUGHLIN EFFECT IN THE RADIATION OF UX Ori STARS

V.P.GRININ^{1,2}, I.S.POTRAVNOV^{1,2}

The possibility to detect changes in the radial velocity of UX Ori type stars during eclipses by circumstellar dust clumps is discussed. Estimations show that,

despite the large size of the clumps, this effect can be measured, and feasibly observed already during the spectroscopic investigations of UXOR's. Monitoring of such events can provide important information about matter kinematic in the vicinity of young stars.

Key words: *stars:of type UX Ori:radial velocity*

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, G.P.Chernova, N.Kh.Minikulov, N.V.Voshchinnikov*, *Astrophys. Sp. Sci*, **186**, 283, 1991.
2. *Е.А.Калотилов*, *Астрофизика*, **13**, 33, 1980.
3. *V.P.Grinin, P.S.T/he, D. de Winter et al.*, *Astron. Astrophys.*, **292**, 165, 1994.
4. *О.В.Козлова, В.П.Григин, А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской*, *Астрон. ж.*, **77**, 42, 2000.
5. *B.Rodgers, D.Wooden, V.Grinin et al.*, *Astrophys. J.*, **564**, 405, 2002.
6. *V.P.Grinin, O.V.Kozlova, A.Natta et al.*, *Astron. Astrophys.*, **379**, 482, 2001.
7. *A.Mora, A.Natta, C.Eiroa et al.*, *Astron. Astrophys.*, **393**, 259, 2002.
8. *I.Mendiguiti'a, C.Eiroa, B.Montesinos et al.*, *Astron. Astrophys.*, **529**, 34, 2011.
9. *R.Choudhury, H.C.Bhatt, G.Pandey*, *Astron. Astrophys.*, **526**, 97, 2011.
10. *R.A.Rossiter*, *Astrophys. J.*, **60**, 15, 1924.
11. *D.B.McLaughlin*, *Astrophys. J.*, **60**, 22, 1924.
12. *D.Queloz, A.Eggenberger, M.Mayor et al.*, *Astron. Astrophys.*, **359**, L13, 2000.
13. *J.Winn, A.W.Howard, J.A.Johnson et al.*, *Astrophys. J.*, **703**, 2091, 2009.
14. *F.Pont, M.Endl, W.D.Cochran*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **402**, 1, 2010.
15. *B.Montesinos, C.Eiroa, A.Mora, B.Merín*, *Astron. Astrophys.*, **495**, 901, 2009.
16. *C.P.Dullemond, M.E. van den Ancker, B.Acke, R. van Boekel*, *Astrophys. J.*, **594**, L47, 2003.
17. *A.Natta, T.Prusti, R.Neri et al.*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 186, 2001.
18. *В.С.Шевченко, Е.А.Витриченко, К.Н.Гранкин и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **19**, 334, 1993.
19. *Б.М.Каминский, Г.У.Ковальчук, А.Ф.Пугач*, *Астрон. ж.*, **77**, 689, 2000.
20. *V.P.Grinin, I.S.Potravnov, F.A.Musaev*, *Astron. Astrophys.*, **524**, A8, 2010.
21. *Г.В.Зайцева*, *Переменные звезды*, **22**, 181, 1985.
22. *Т.В.Демидова, В.П.Григин, Н.Я.Сотникова*, *Письма в Астрон. ж.*, **36**, 498, 2010.
23. *В.П.Григин, А.Н.Ростопчина, О.Ю.Барсунова, Т.В.Демидова*, *Астрофизика*, **53**, 407, 2010.
24. *D.Vinković, T.Jurkić*, *Astrophys. J.*, **658**, 462, 2007.
25. *Л.В.Тамбовцева, В.П.Григин*, *Письма в Астрон. ж.*, **34**, 259, 2008.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ
ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦАН.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН², Р.Ш.НАЦВЛИШВИЛИ³,
А.А.КАРАПЕТЯН¹

Поступила 25 октября 2012

Принята к печати 5 декабря 2012

Приводятся результаты спектрального мониторинга вспыхивающих звезд HU Del, CM Drg, WX UMa и VW Com, выданные на 2.6-м телескопе Бюраканской Обсерватории в мае-июне 2012г. со спектральной камерой SCORPIO. Сильная вспышка WX UMa, также как и слабые вспышки CM Drg и HU Del, была зарегистрирована во время наблюдений, тогда как никаких изменений яркости и эквивалентных ширин не обнаружены у звезды VW Com. Показано, что во время всех зарегистрированных вспышек максимальная яркость соответствует минимальным значениям эквивалентных ширин эмиссионных линий H α и H β . Распределение энергии в спектре WX UMa во время вспышки сильно изменилось. Спектр звезды класса M6 преобразовался в спектр раннего типа B. Наконец, появление запрещенной линии кислорода [O I] 6300 Å во время вспышки, ее сравнимая интенсивность с [O I] 5577 Å, по-видимому, свидетельствуют об одновременном освобождении вспышечной энергии в разных слоях хромосферы.

Ключевые слова: *вспыхивающие звезды:спектральные наблюдения*

1. *Введение.* Исследования вспыхивающих звезд уже больше полувека занимают особое место в изучении физической природы красных карликов. Некоторые общие наблюдательные характеристики вспыхивающих звезд типа UV Ceti во время вспышки и неправильных переменных типа T Tau подчеркивают важное значение их совместных исследований.

Систематические исследования вспыхивающих звезд начались после открытия первой вспышки у красной карликовой звезды L-726-8 окрестности Солнца [1,2]. Несколько лет спустя были открыты первые вспыхивающие звезды в звездных ассоциациях и начался новый важный этап в исследовании вспыхивающих звезд [3]. Открытие вспыхивающих звезд в молодых звездных системах, где имеются много звезд типа T Tau, подтвердило предположение В.Амбарцумяна о родственной связи этих двух типов молодых звезд, высказанное на основе физического сходства излучения - непрерывной эмиссии, возникающей во время звездной вспышки у звезд типа UV Ceti и наблюдаемой в спектрах звезд типа T Tau [4].

В исследованиях звездных вспышек спектральные наблюдения очень важны, однако, из-за их случайного распределения во времени, попытки организовать спектральные наблюдения ограничивались получением малого

числа спектров звездных вспышек [5-16]. Очень важные результаты получены при спектральных наблюдениях Боппа и Моффета, которые проводились параллельно с фотоэлектрическими [15] и прямо свидетельствуют о важной роли непрерывной эмиссии во время вспышки [4]. На это указывают также результаты спектральных наблюдений звезды HU Del [17], полученные недавно в Бюраканской обсерватории.

Несмотря на многолетнее и всестороннее исследование вспыхивающих звезд в окрестности Солнца и в молодых звездных системах, природа вспышек до сих пор остается не совсем ясной. Некоторые наблюдательные данные говорят в пользу идентичности солнечных и звездных вспышек, но до сих пор нет никакого убедительного свидетельства в пользу того, что они являются просто версиями солнечных вспышек [18,19]. Спектральные наблюдения вспыхивающих звезд очень важны как для исследования этих звезд в спокойном состоянии, так и для изучения характеристик вспышки. Интересно отметить, что вспышечная активность может влиять на оценку размеров планет, обнаруженных вне Солнечной системы фотометрическим методом транзита [20].

В настоящей работе приводятся результаты спектрального мониторинга четырех вспыхивающих звезд HU Del, CM Dra, WX UMa и VW Com окрестности Солнца. Наблюдения проводились в период с 18 мая по 2 июня 2012г. Предварительная обработка наблюдений позволила обнаружить мощную вспышку у звезды WX UMa [21]. Настоящая работа посвящена анализу наблюдений вышеуказанных звезд.

2. Наблюдения. Наблюдения проводились с помощью спектральной камеры SCORPIO, установленной в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории. Она работает с CCD размерами 2058x2063 пк и охватывает спектральную область 4050 - 7250 Å. Результирующее поле телескопа составляет 14' x 14', с пространственным разрешением 0.42"/пк. Спектры получены с использованием красной гризмы с решеткой 600 штрих/мм и конечной линейной дисперсией 1.7 Å/пикс. Для программных звезд получены 69 спектров. Работа спектральной камеры SCORPIO подробно описана в статье Афанасьева и др. [22]. Предварительная обработка наблюдательных данных - вычитание фона, калибровка потока излучения и длин волн, была выполнена с помощью программного пакета, разработанного специально для работы с наблюдательными данными, полученными со SCORPIO [23,24]. Для калибровки длин волн во время наблюдений использована неоновая лампа. Качество изображений при наблюдениях было не хуже 2-х угл. с.

С каждой серией спектров был получен спектр стандартной звезды BD+284211. Для оценки изменения блеска были использованы интегральные излучения звезды и стандарта в выбранном спектральном диапазоне. Было принято, что минимальные значения отношений зарегистрированных интег-

ральных потоков излучения изучаемой звезды и стандарта соответствуют минимуму блеска звезд. Ошибки измерений амплитуд изменения блеска равны $\sigma_{\Delta m} = \pm 0^m.1 - 0^m.2$, а ошибки определения эквивалентных ширин - $\sigma_{FW} = 0.5 - 1 \text{ \AA}$.

Звезды выбраны из списка вспыхивающих звезд Гершберга [25], причем все они являются членами двойных или кратных систем. При получении спектров экспозиции колебались от 120 до 300 секунд. По абсолютной звездной величине все программные звезды очень слабы и, следовательно, обладают высокой вспышечной активностью [25]. Некоторые наблюдательные характеристики, а также основные данные наших наблюдений приводятся в табл. 1. В ее соответствующих столбцах приводятся: наименование звезды по ОКПЗ [26], номер звезды по WDS [27], дата наблюдений по UT, спектральный класс, визуальная звездная величина - m_v , число полученных спектров в каждую ночь и эффективное время наблюдений. Как видно из таблицы программные звезды имеют спектральный класс M4 и позднее.

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗДАХ

Звезда	WDS	Дата набл. (UT)	Спектр. класс	m_v	Число получ. спектров	Экспоз. (с)	Эфф. время набл. (мин)
WX	11055+4	18.05.20	M6V	14 ^o .4	5	300	33
UMa	332	12		1			
VW	13328+1	18.05.20	M4Ve	11.39	8	180	74
Com	649	12					
CM	16345+5	27.05.20	M4Ve	12.8	20	120	110
Dra	709	12					
"		31.05.20			10	120	51
		12					
HU Del	20298+0	31.05.20	M4.5Ve	13.05	9	120	50
	941	12					
"		02.06.20			17	120	103
		12					

Как уже было отмечено выше, время интегрирования при получении каждого спектра составляет от 2 до 5 мин, а если учесть, что интервал времени между двумя последовательными спектрами в среднем составляет 80с, то временное разрешение нельзя считать высоким. Оценка амплитуды изменения блеска получена интегрированием непрерывного спектра звезды в данном диапазоне длин волн и подробно изложена в работе [17]. Следует особо отметить, что при таких экспозициях обычно теряются кратковременные вспышки, а также сильно снижаются оценки их амплитуды. Тем не менее, полученный наблюдательный материал позволяет с удовлетворительной точностью следить за ходом изменения яркости

звезды и за изменениями интенсивностей эмиссионных линий H α и H β . Отметим, что линии H γ и H δ слабы, и видны только после суммирования достаточного количества спектров.

3. *Результаты наблюдений.* Приблизительно за 7 часов эффективного времени наблюдений для программных звезд получены 69 спектров в диапазоне 4200-7200 Å. В период наблюдений зарегистрирована одна мощная вспышка у звезды WX UMa [21] и по одной вспышке у вспыхивающих звезд CM Dra и HU Del. У звезды VW Com не зарегистрировано никаких изменений блеска или эквивалентных ширин, превышающих ошибки измерений. Некоторые данные об обнаруженных вспышках приводятся в табл.2, в соответствующих столбцах которой для каждой из них даны: время начала (t_1) и конца (t_2) вспышки по UT, амплитуда (Δm) в спектральном диапазоне 4250-7250 Å для звезд CM Dra и HU Del, а для WX UMa в спектральном диапазоне 4600-7250 Å и продолжительность в минутах. Из данных табл.2 видно, что время окончания вспышки звезды WX UMa неизвестно, так как она зарегистрирована на последнем из 5, полученных в эту ночь, спектров, а, следовательно, и не определена ее полная продолжительность.

Таблица 2

ДАННЫЕ О ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ВСПЫШКАХ

Звезда	t_1 (UT)	t_2 (UT)	Δm	T
CM Dra	21 ^h 37 ^m	22 ^h 10 ^m	0 ^m .23	≥ 30 мин
HU Del	01 28	01 40	0.17	≥ 12 мин
WX UMa	21 22	-	2.8	-

Ниже приводятся результаты наблюдений для каждой звезды в отдельности.

3.1. *CM Dra.* Эта затменно-переменная звезда находится на расстоянии 14.5 пк. В двойную систему входят два практически одинаковых красных карлика с хорошо изученными фундаментальными параметрами. Период вращения вокруг центра тяжести 1^d.27, радиусы компонентов порядка 0.24- 0.25 R $_{\odot}$, а расстояние между ними 2.7·10⁶ км [28]. Один из членов системы является звездой типа UV Ceti, а другой принадлежит к типу BY Dra. Примечательно, что в отличие от других затменно-переменных звезд поздних спектральных классов, для компонент CM Dra пока не найдено полностью конвективной модели [29].

Белый карлик GJ 630.1B находится на расстоянии 25.7 угл. с от двойной системы и по своему собственному движению является, по-видимому, удаленным компаньоном CM Dra [30].

Как видно из табл.1 за 2.7 часа эффективного времени наблюдений

получены 30 спектров звезды CM Dra, на каждом из которых нами измерены эквивалентные ширины эмиссионных линий H α и H β , и определена амплитуда изменения блеска Δm в диапазоне 4250-7250 ÅÅ.

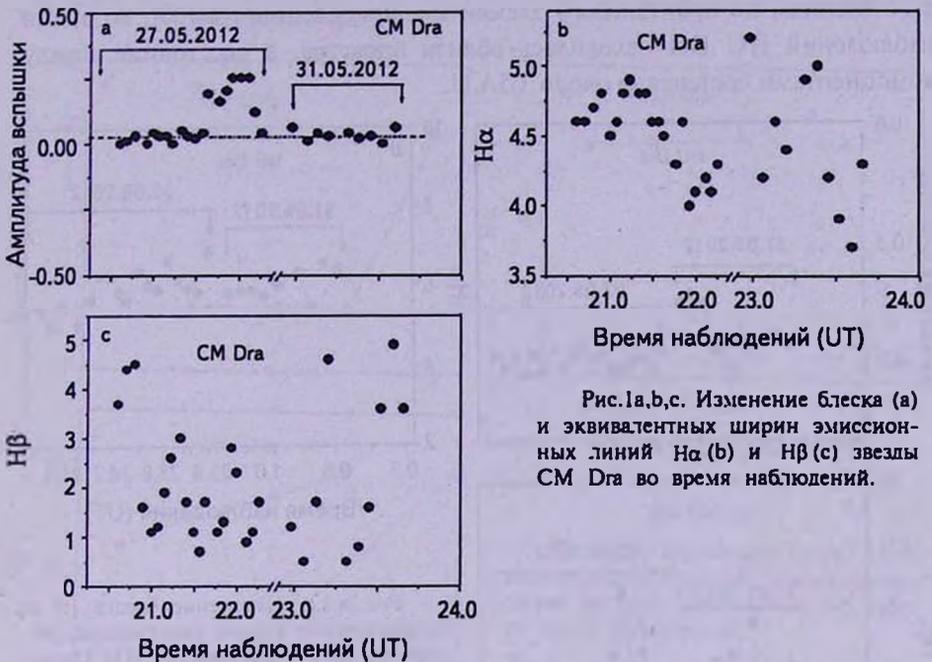


Рис.1а,б,с. Изменение блеска (а) и эквивалентных ширин эмиссионных линий H α (б) и H β (с) звезды CM Dra во время наблюдений.

На рис.1 приводятся изменения как блеска звезды с амплитудой $\Delta m = 0^m.23$ (рис.1а), так и эквивалентных ширин эмиссионных линий H α (рис.1б) и H β (рис.1с). Из рисунка видно, что кривая блеска вспышки имеет сложную структуру, а ее максимальным значениям в среднем соответствуют минимальные значения эквивалентных ширин эмиссионных линий H α и H β .

3.2. *HU Del*. Как вспыхивающая, эта звезда обнаружена еще в 1968г. [31], а тремя годами позже была открыта ее двойственность [32]. Она является самой короткопериодической ($P=1.47$ год) среди всех известных вспыхивающих звезд в двойных системах [33,36]. HU Del принадлежит к молодому населению галактического диска [34] и является одной из самых активных и быстровращающихся (32 км/с) вспыхивающих звезд окрестности Солнца [35] с массами компонент $0.286 M_{\odot}$ (GL 791.2A) и $0.126 M_{\odot}$ (GL 791.2B) [30]. GL 791.2B является одной из абсолютно наиболее слабых и наименее массивных звезд среди известных красных карликов.

В течение двух ночей нами получены 26 спектров звезды HU Del, а эффективное время наблюдений составляет чуть больше 2.5 часа. Повышение блеска звезды отмечено на трех спектрах, а продолжительность вспышки составляет более 12 мин. Рис.2 представляет изменения яркости звезды и

эквивалентных ширин эмиссионных линий аналогично рис.1. Как и в случае CM Drg, во время вспышки средние значения эквивалентных ширин эмиссионных линий достигают минимума. Заметим, что согласно нашим вычислениям по орбитальным элементам, приведенным в [36], во время наблюдений HU Del находилась вблизи апоастро, а расстояние между компонентами составляло около $1.5A.U.$

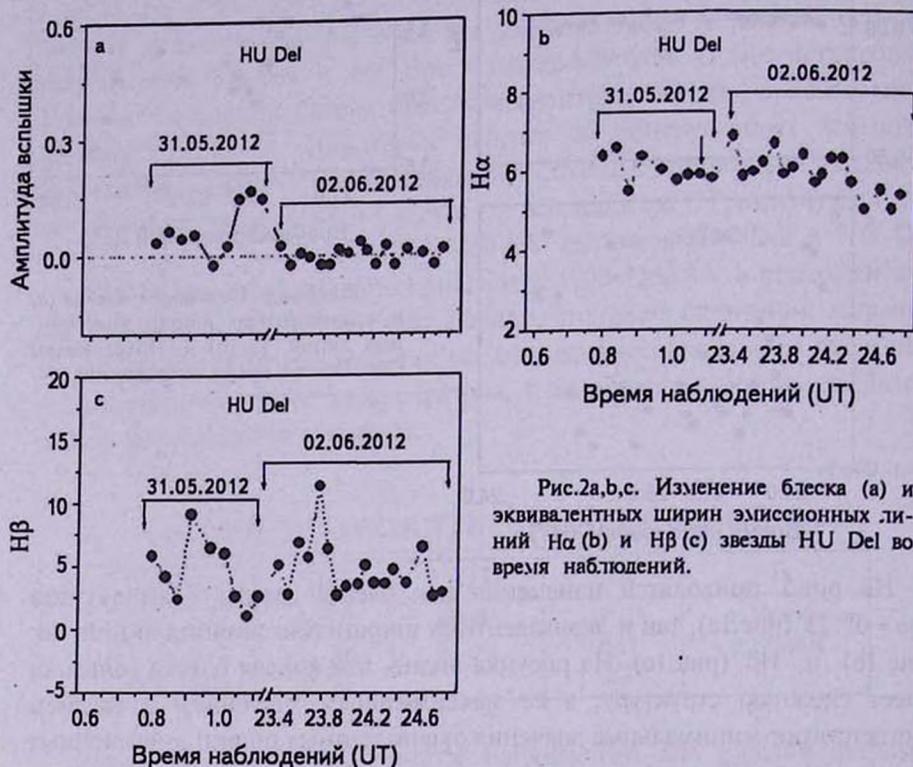


Рис.2а,б,с. Изменение блеска (а) и эквивалентных ширин эмиссионных линий $H\alpha$ (б) и $H\beta$ (с) звезды HU Del во время наблюдений.

3.3. *Вспыхивающая звезда WX Uma (= Gliese 412B)* находится на расстоянии 4.8 пк от Солнца [37,38] и является вторичным компонентом двойной системы WDS 11055+4332 с хорошо исследованным магнитным полем [39]. Она отождествлена с известным рентгеновским источником, тогда как от главной компоненты А этой системы рентгеновское излучение не зарегистрировано [40]. Первая вспышка у этой звезды вероятно зарегистрирована А. ван Мааненом на фотографических пластинках, полученных еще в 1939г. [41].

5 спектров получены 18 мая в течение 33 мин. На последнем спектре зарегистрировано сильное повышение блеска звезды [21]. На рис.3 показано изменение блеска звезды в спектральном диапазоне 4600-7250 Å (рис.3а) и изменения эквивалентных ширин $H\alpha$ (рис.3б) и $H\beta$ (рис.3с). Как видно из этого рисунка, на первых четырех спектрах блеск звезды практически

не изменяется, а значения эквивалентных ширин монотонно растут, причем значения $EW H\beta$ в этот период растут намного быстрее, чем $EW H\alpha$. На пятом спектре блеск звезды сильно повышается ($\Delta m = 2^m.8$), а значения $EW H\alpha$ и $EW H\beta$ резко падают.

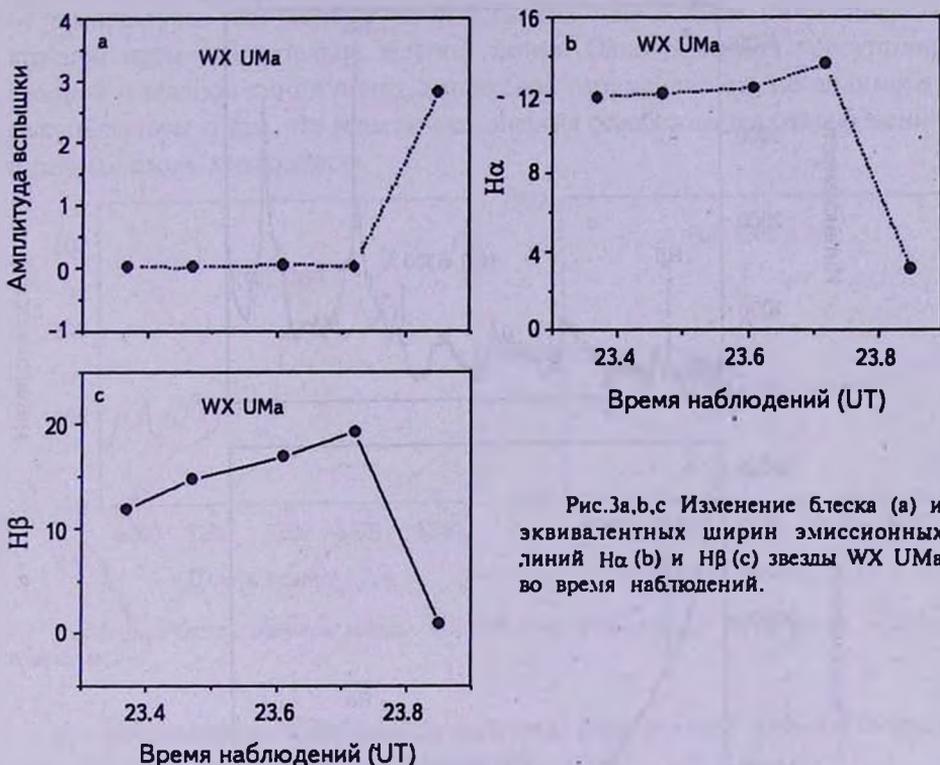


Рис.3а,б,с Изменение блеска (а) и эквивалентных ширин эмиссионных линий H α (б) и H β (с) звезды WX UMa во время наблюдений.

В соответствующих столбцах табл.3 приводятся результаты измерений амплитуды изменения блеска и эквивалентных ширин эмиссионных линий на каждом полученном спектре, а также время начала экспозиции по UT. Как видно из этих данных, а также из рис.3, изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий начинаются приблизительно на 20 мин раньше фотометрической вспышки, и максимальному значению блеска соответствуют минимальные значения эквивалентных ширин.

Таблица 3

Sp.	Нач. эксп. (UT)	Амплитуда	$EW H\beta$	$EW H\alpha$
No.	[h m s]		(\AA)	(\AA)
1	21 22 15	0	11.9	11.9
2	21 28 14	0	14.7	12.1
3	21 36 33	0.05	16.9	12.4
4	21 43 29	0.02	19.2	13.6
5	21 50 58	2.8	0.9	3.1

На рис.4а,б представлены спектры звезды WX UMa в ее спокойном состоянии (рис.4а), и во время вспышки (рис.4б). Хорошо видно, что спектр звезды во время вспышки сильно изменился, преобразовавшись по распределению энергии из М6 в спектр раннего класса В. Следует отметить,

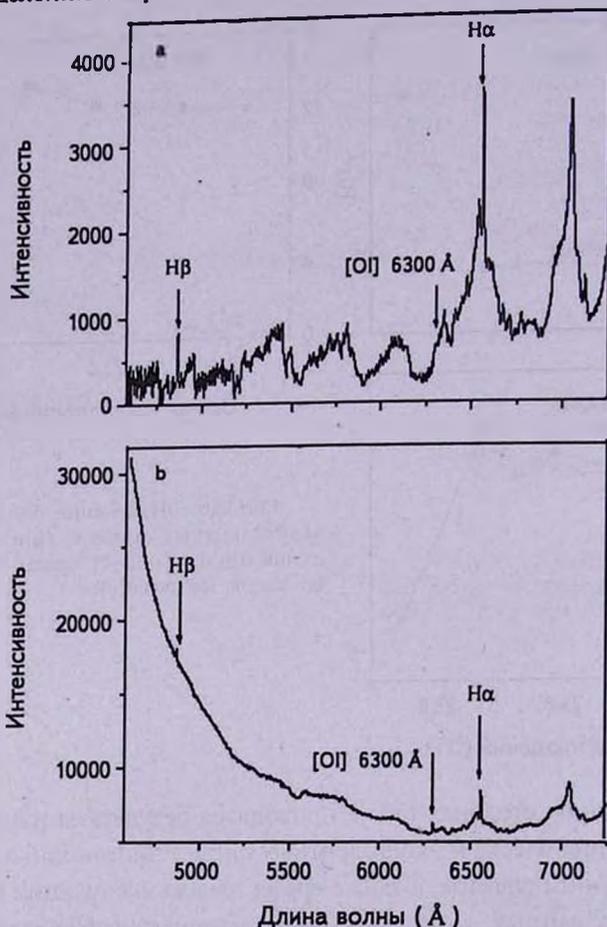


Рис.4а,б. Спектр звезды WX UMa до вспышки (а) и во время вспышки (б). Как видно, особо сильное изменение спектра наблюдается в голубой части.

что если амплитуда изменения блеска в спектральном диапазоне 4600-7250 Å равна $\Delta m = 2^m.8$ (см. табл.3), то в голубой части спектра она превышает величину $4^m.5$. На спектре видно, что его значительная деформация начинается с $\lambda = 6200\text{Å}$ и усиливается в сторону коротких длин волн.

Следует также обратить внимание на появление запрещенной линии кислорода [O I] 6300 Å во время вспышки (см. рис.5а,б). Зеленая линия кислорода $\lambda 5577\text{Å}$ и красные линии $\lambda 6300$ и 6363Å встречаются в свечении ночного неба, в спектрах газовых туманностей, у новых и сверхновых

звезд, а также у некоторых нестационарных звезд. Линия $\lambda 6300\text{\AA}$ обычно в три раза интенсивнее линии $\lambda 6363\text{\AA}$, и теоретически почти в 200 раз должна быть слабее линии $\lambda 5577\text{\AA}$. Но относительная интенсивность зеленой и красной линий сильно зависит от плотности газа и в меньшей степени от температуры: чем меньше плотность газа, тем больше интенсивность красной пары относительно зеленой линии. Одновременное присутствие красной и зеленой линий почти одинаковой интенсивности, по-видимому, свидетельствует о том, что вспышечная энергия освобождается одновременно в разных слоях хромосферы.

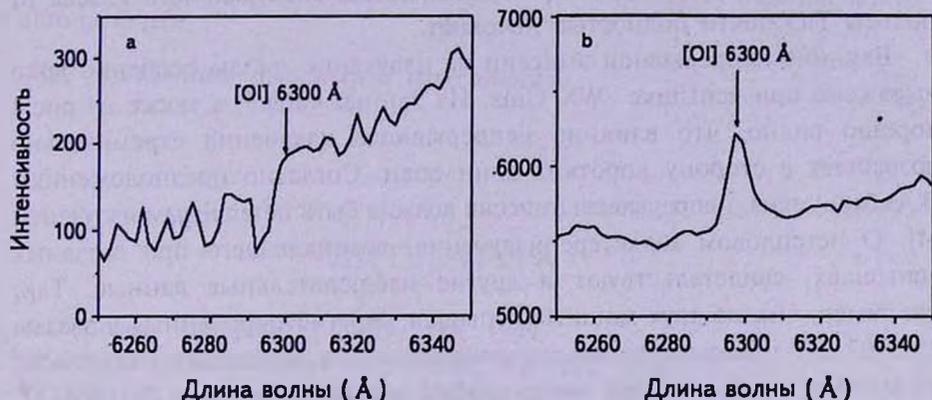


Рис.5а,б. Участок спектра звезды WX UMa до вспышки (а) и во время подъема блеска (б).

4. *Заключение.* Обобщая результаты, полученные при настоящих наблюдениях, отметим следующее:

1. Зарегистрирована мощная вспышка у звезды WX UMa [21] и по одной слабой вспышке у звезд CM Dra и HU Del. Следует отметить, что амплитуды изменения блеска сильно занижены из-за больших экспозиций (от 2 до 5 мин). Идентичные экспозиции ранее были использованы при фотографических наблюдениях звездных вспышек в молодых звездных системах. Известно, что низкое временное разрешение приводит к сглаживанию кривых блеска звездных вспышек и сильному уменьшению их амплитуд [42-44].

В случае вспышки звезды UX UMa по распределению энергии спектр типа M6 преобразовался в спектр звезды раннего спектрального класса V. Амплитуда вспышки сильно увеличивается в голубой части спектра.

2. Зарегистрированы значительные изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий в спокойном состоянии звезды и во время вспышек. Следует отметить, что изменения $EW H\beta$ во всех случаях происходят в более широких пределах, чем изменения $EW H\alpha$. Данные спектрального мониторинга вспыхивающих звезд окрестности Солнца, выполненные с

высоким временным разрешением (экспозиции от 60 до 600 с), также указывают на сильные изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий [45]. При наших наблюдениях во всех трех случаях вспышек максимальным значениям блеска соответствуют минимальные значения эквивалентных ширин, подтверждающие ранее полученный результат для звезды HU Del [17]. Естественно предположить, что во время вспышки, а именно при подъеме блеска, излучаемая энергия в основном обусловлена появлением непрерывной эмиссии, а вклад эмиссионных линий в излучении звезды минимален [12-15]. Во время вспышки звезды WX UMa многие линии поглощения и характерные для звезды спектрального класса M полосы TiO почти полностью исчезают.

Влияние непрерывной эмиссии на излучение звезды особенно ярко выражено при вспышке WX UMa. Из данных табл.3, а также из рис.4 хорошо видно, что влияние непрерывного излучения стремительно возрастает в сторону коротких длин волн. Согласно предположениям В.Амбарцумяна, непрерывная эмиссия должна быть нетепловым излучением [4]. О нетепловом характере излучения, возникающего при звездных вспышках, свидетельствуют и другие наблюдательные данные. Так, например, анализ двух мощных вспышек, зарегистрированных у звезды 2M1707 64, показывает сильное отклонение от ожидаемого теплового излучения, тогда как при более слабых вспышках у звезд 2M1344 77, 2M1546 37 и 2M1714 30 излучения более близки к излучению абсолютно черного тела [46].

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

² Астрономическая обсерватория им. Р.М.Аллера университета Сантьяго де Компостела, Испания, e-mail: vakhtang.tamazian@usc.es

³ Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия, e-mail: rezonats@yahoo.com

SPECTRAL OBSERVATIONS OF FLARE STARS IN THE SOLAR NEIGHBOURHOOD

N.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN², R.SH.NATSVLISHVILI³,
A.A.KARAPETIAN¹

The results of spectral monitoring of the flare stars HU Del, CM Dra, WX UMa and VW Com made on the 2.6 m telescope at the Byurakan Observatory in May-June 2012 with SCORPIO spectral camera are presented. A strong flare

of WX UMa as well as weak flares of CM Dra and HU Del have been registered, while neither brightness nor equivalent widths variations are detected for VW Com. It is shown that during all detected flares maximal brightness corresponds to the minimal values for both H α and H β emission line equivalent widths. Distribution of energy in spectrum WX UMa during flare has strongly changed. The spectrum of the star of class M6 was transformed to a spectrum of early type B. Finally, occurrence of the forbidden emission line [OI] 6300 Å during flare, its comparable intensity with [OI] 5577 Å, apparently, testifies to simultaneous release of flare energy in different layers of chromosphere.

Key words: *flare stars:spectral observations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *W.J.Luyten*, *Astrophys. J.*, **109**, 532, 1949.
2. *W.J.Luyten*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **61**, 133, 1949.
3. *G.Haro*, *W.W.Morgan*, *Astrophys. J.*, **118**, 16, 1953.
4. *В.А.Амбарцумян*, *Сообщ. Бюраканской Обс.*, **13**, 3, 1954.
5. *G.H.Herbig*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **68**, 531, 1956.
6. *W.E.Kunkel*, *Astrophys. J.*, **161**, 503, 1970.
7. *Р.Е.Гершберг*, *П.Ф.Чугайнов*, *Астрон. ж.*, **43**, 1168, 1966.
8. *Р.Е.Гершберг*, *П.Ф.Чугайнов*, *Астрон. ж.*, **44**, 260, 1967.
9. *Р.Е.Гершберг*, *С.А.Каплан*, *Изв. Крымской Обс.*, **44**, 11, 1972.
10. *Р.Е.Гершберг*, *Н.И.Шаховская*, *Астрон. ж.*, **48**, 934, 1971.
11. *Р.Е.Гершберг*, *Изв. Крымской. Обс.*, **45**, 118, 1972.
12. *T.J.Moffett*, *V.W.Vorp*, *Astrophys. J.*, **168**, L117, 1971.
13. *T.J.Moffett*, *V.W.Vorp*, *Astrophys.J.*, **185**, 239, 1973.
14. *V.W.Vorp*, *Astrophys. J.*, **193**, 389, 1974.
15. *T.J.Moffett*, *V.W.Vorp*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **31**, 61, 1976.
16. *Н.Д.Меликян*, *М.К.Цветков*, *Р.А.Саркисян*, *Астрофизика*, **37**, 569, 1994.
17. *В.С.Тамазян*, *Н.Д.Меликян*, *А.А.Карапетян*, *Р.Ш.Нацвлишвили*, *Астрофизика*, **48**, 335, 2005.
18. *R.Pallavicini*, *IAUS*, **142**, 77, 1990.
19. *A.O.Benz*, *M.Gudel*, *ARA&A*, **48**, 241, 2010.
20. *S.J.Bentley*, *C.Hellier*, *P.F.L.Maxted et al.*, *Astron. Astrophys.*, **505**, 901, 2009.
21. *N.D.Melikian*, *R.Sh.Nacvlishvili*, *V.S.Tamazjan*, *A.A.Karapetian*, *IBVS*, 6031, 2012.
22. *V.L.Afanasiev*, *E.B.Gazhur*, *S.L.Zhelenkov*, *A.V.Moiseev*, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, **58**, 90, 2005.
23. *A.V.Moiseev*, *Bull. Special Astrophys. Obs.*, **54**, 74, 2002.

25. *Р.Е.Гершберг*, Вспыхивающие звезды малых масс, М., Наука, 1978.
26. *П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, В.П.Горанский и др.*, Общий Каталог Переменных Звезд, т.2, М., Наука, 1985.
27. *B.D.Mason, G.L.Wycoff, W.I.Hartkopf, G.G.Douglass, C.E.Worley*, *Astron. J.*, 122, 3466, 2001.
28. *J.C.Morales, I.Ribas, C.Jordy et al.*, *Astrophys. J.*, 691, 1400, 2009.
29. *F.Spada, P.D.Demarque*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 422, 2255, 2012.
30. *H.J.Deeg, B.Осаїа, V.P.Kozhevnikov et al.*, *Astron. Astrophys.*, 480, 563, 2008.
31. *W.E.Kunkel*, *IBVS*, 294, 1968.
32. *R.S.Harrington*, *Astron.J.*, 76, 930, 1971.
33. *V.S.Tamazian, J.A.Docobo, Y.Y.Balega et al.*, *Astron. J.*, 136, 974, 2008.
34. *S.Mohanty, G.Basri*, *Astrophys. J.*, 583, 451, 2003.
35. *X.Delfasse, T.Forveille, C.Perrier, M.Mayor*, *Astron. Astrophys.*, 331, 581, 1998.
36. *G.F.Benedict, B.E.McArthur et al.*, *Astron. J.*, 120, 1106, 2000.
37. *A.Gould, J.Chaname*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 150, 455, 2004.
38. *B.R.Pettersen*, *MmSAI*, 62, 217, 1991.
39. *J.Morin, J.-F.Donati, P.Petit et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 407, 2269, 2010.
40. *J.H.M.M.Schmitt, T.A.Fleming*, *Astrophys. J.*, 450, 392, 1995.
41. *A.H.Joy*, *ASPL*, 10, 41, 1967.
42. *Л.В.Мирзоян*, Вспыхивающие Звезды, Фуоры и Объекты Хербига-Аро, тр. симпозиума по проблеме "Физика и эволюция звезд", ред. Л.В.Мирзоян, Ереван, 1980, с.45.
43. *Э.С.Парсамян*, *Сообщ. Бюракан. Обсерв.*, 57, 79, 1985.
44. *Н.Д.Меликян*, Сравнительное исследование вспышек вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях и скоплениях и звезды UV Cet, кандид. диссертация, Ереван, 1984.
45. *I.Crespo-Chacon, D.Montes et al.*, in *Proceedings of the 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, 5-9 July, 2004, Hamburg, Germany*, eds. F.Favata, G.A.J.Hussain, B.Batrick, European Space Agency, ESA SP-560, 491.
46. *B.Rockenfeller, C.A.L.Bailer-Jones, R.Mundt, M.A.Ibrahimov*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 367, 407, 2006.

ЗАТМЕННОЯ ПЕРЕМЕННАЯ СИСТЕМА С
ЭКСЦЕНТРИЧНОЙ ОРБИТОЙ
V1176 Cas = GSC 4513 2537

В.С.КОЗЫРЕВА¹, А.В.КУСАКИН², Т.КРАЙСИ³, Д.МЕНКЕ⁴,
Г.В.КОМИССАРОВА⁵

Поступила 1 ноября 2012

Принята к печати 5 декабря 2012

Затменная-переменная GSC 4513 2537 = V1176 Cas - недавно открытая двойная система. Мы провели высокоточные CCD-наблюдения ее в 2009-2010гг. и получили кривые блеска. Получены фотометрические параметры и элементы орбиты, периоды главного и вторичного минимумов, U , B , V величины. Проведена оценка скорости вращения линии апсид: ($\dot{\omega}_{obs} = 0.08 \pm 0.04^\circ/\text{год}$). Она получилась в 5 раз больше, чем величина, полученная из теоретических расчетов: $\dot{\omega}_{theor} = 0.016 \pm 0.005^\circ/\text{год}$. Большая часть (80%) теоретической скорости вращения орбиты приходится на релятивистскую составляющую. К сожалению, точность величины наблюдаемой скорости вращения орбиты невелика, поэтому для получения более надежного результата требуется повторить исследование через несколько лет.

Ключевые слова: *затменные переменные звезды; фотометрические элементы; вращение линии апсид - объект: V1176 Cas*

1. *Введение.* Звезда V1176 Cas открыта как затменная переменная система несколько лет назад на основе анализа данных ROTSE/1/NSVS - обзора переменных звезд северного неба [1]. Звезда вошла в список "50 новых затменных звезд с эллиптическими орбитами, найденными в базе данных ASAS, Hipparcos и NSVS" [2]. Исследование звезд из этого списка актуально, поскольку может существенно пополнить небольшой ряд двойных звезд с известным вращением линии апсид. Исследования затменных двойных звезд с эллиптическими орбитами необходимы для проверки теории внутреннего строения звезд, теории циркуляризации и синхронизации орбит звезд-компонентов, а также поисков других тел в двойных системах. Этой звезде присвоен номер по каталогу ОКПЗ: V1176 Cas.

2. *UBV-величины и фотометрические элементы.* Величина в фильтре V равна $11^m.26$. Фаза вторичного минимума звезды: $0^{\circ}.506$. В статье Отеро и др. [2] фаза вторичного минимума указана как: $0^{\circ}.494$, но, как мы убедились из наблюдений, более глубоким, а, следовательно, главным, является минимум, который у предыдущих авторов выступал в качестве вторичного (рис.1). Несмотря на то, что фаза вторичного минимума

близка к фазе $0^{\circ}.5$, орбита не является круговой, так как период звезды более 6 дней, а сдвиг вторичного минимума относительно середины периода равен приблизительно одному часу.

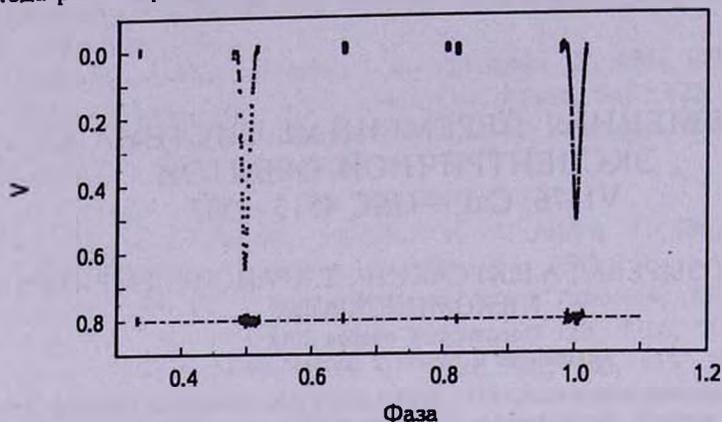


Рис.1. Кривая блеска в фильтре V затменной переменной GSC 4513 2537, величины $O - C$ даны для элементов табл.1, смещены относительно 0 на $0^{\circ}.8$.

Фотометрические наблюдения звезды были получены на двух обсерваториях. На Тянь-Шаньской астрономической обсерватории А.Кусакин и В.Козырева на телескопе системы Ричи-Кретьен -350 с ПЗС матрицей ST-402 получили наблюдения вторичного минимума этой звезды в полосе V в августе 2009г. Наблюдения вне минимумов, а также в главном минимуме в трех полосах B , V , R были сделаны Т.Краузе (Нью Мексико) в декабре 2009г., январе 2010г. Сводная кривая в фильтре V показана на рис.1. В качестве звезд сравнения при обработке кадров использовались близкие по координатам звезды: ТУС 4513-2538-1 и ТУС 4513-2356-1. Каких-либо систематических изменений блеска у этих звезд наши исследования не выявили.

Спектрофотометрические наблюдения для этой звезды были выполнены Д.Менке в Барнесвиле, в 35 милях от Вашингтона, на телескопе системы Ньютона (18 дюймов) с спектрофотометром DSS-7.

К сожалению, полученные спектры имеют низкое разрешение (дисперсия $\geq 7 \text{ \AA}/\text{пик}$), так как получены на телескопе с зеркалом небольшого диаметра. Линии двух компонентов на спектрах не разделяются, линии нескольких элементов сливаются. Методы определения спектральных классов, основанные на отношении полуширины линий в данном случае не применимы, но по этим спектрам все же можно выделить область спектральных классов, к которой принадлежат компоненты.

Имеются спектральные наблюдения звезды вне минимума (рис.2), где присутствуют обе компоненты и наблюдения в главном минимуме (спектр

вторичной компоненты доминирует). Звезда SAO 4834 спектрального класса A0 V использовалась в качестве стандартной звезды сравнения. На рис.2 приведены наблюдаемые спектры стандартной звезды сравнения переменной и спектр переменной после обработки с использованием спектра звезды сравнения. Окончательный спектр звезды приведен в относительных единицах интенсивности. Для его получения были использованы коэффициенты нормировки, полученные делением наблюдаемого

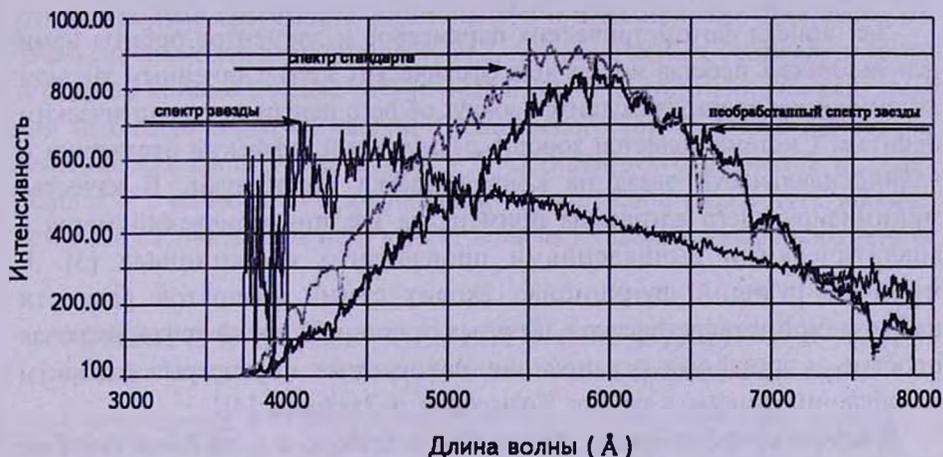


Рис.2. Спектральная кривая GSC 4513 2537 вне минимумов.

спектра звезды сравнения на ее стандартный спектр, взятый из литературы. Теллурические линии из окончательного спектра исключены. Как и на спектре звезды сравнения, бальмеровские линии в спектрах очень широкие, полуширина линии достигает 40 \AA . Наиболее вероятно, что компоненты исследуемой звезды относятся к V-классу светимости. На всех полученных спектрах этой звезды самой выразительной является полоса, куда попадают обе линии магния (P и N с длиной волны 5183 \AA и 5172 \AA) и близко к ним расположенные линии железа. В нашем спектре с его низким разрешением все они сливаются и выглядят как одна линия. Мы сравнили ее по глубине с близко расположенной линией $H\beta$, а результат сравнили со стандартными спектрами звезд различных классов. На основании этого был сделан вывод, что спектры звезд - компонентов этой системы попадают в интервал классов звезд от G0V до G6V.

Привязки исследуемой звезды к стандарту HD 22828 в системе *UBV* (табл.1, первая строчка) были сделаны Г.Комиссаровой на Южной наблюдательной станции МГУ на телескопе Цейсс-600 с фотометром, созданным В.М.Лютым. Величины звезд-компонентов (табл.1) были вычислены после получения фотометрических элементов в полосах *B*, *V*, *R* (см.ниже).

Таблица 1

UBV-ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД-КОМПОНЕНТОВ GSC 4513 2537

Звезда	V	B	U
GSC 4513 2537	$11^m.26 \pm 0.02$	$12^m.04 \pm 0.03$	$12^m.24 \pm 0.05$
главный компонент	$11^m.79 \pm 0.03$	$12^m.54 \pm 0.04$	-
вторичный компонент	$12^m.30 \pm 0.03$	$13^m.12 \pm 0.04$	-

Для поиска фотометрических параметров и элементов орбиты нами использовалась простая модель двух сферических звезд с линейным законом потемнения к краю, движущихся вокруг общего центра по эллиптическим орбитам. Система является хорошо разделенной, эффекты отражения и эллипсоидальности звезд на кривой блеска отсутствуют. В качестве минимизирующего алгоритма применялся квазиньютоновский метод с аналитическими вычислениями производных функционала [3]. В минимизирующий функционал входит сумма квадратов разности наблюдаемой и теоретической звездных величин в каждой точке, включая простые и линейные ограничения на искомые параметры. Алгоритм вычислений описан в работе Козыревой и Захарова [4].

Влияние коэффициентов потемнения к краю u_1 и u_2 на блеск системы проявляется на участках кривой блеска, непосредственно прилегающих к точкам касания дисков звезд. Опыт вычисления элементов показал, что из-за слабого влияния этих параметров на кривую блеска, их достоверное определение возможно только из наблюдений, полученных с высокой точностью ($\sigma_{\sigma-c} \leq 0^m.005$) и обладающих необходимой полнотой в указанных участках кривой блеска. Точность кривых блеска для исследуемых систем ниже, поэтому мы не варьировали эти параметры, а фиксировали их в соответствие со спектральными классами звезд (G3V-G6V), взяв теоретические значения для u_1 и u_2 [5]. Именно такие спектры звезд-компонентов, как будет показано ниже, получаются из нашего комплексного исследования этой звезды.

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ GSC 4513 2537 ИЗ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ 2009-2010г. В V

Элемент	Значение	Элемент	Значение
r_1	0.051 ± 0.005	L_1	0.614 ± 0.025
r_2	0.044 ± 0.005	L_2	0.385 ± 0.025
i	$89^\circ.4 \pm 0^\circ.2$	u_1	0.62(фикс.)
e	0.0145 ± 0.0035	u_2	0.67(фикс.)
ω	$304^\circ.3 \pm 0^\circ.6$	J_2/J_1	0.467
$\phi_{ }$	$0^\circ.5052 \pm 0.0002$	$\sigma_{\sigma-c}$	0.0085

Полная кривая блеска имеется только для полосы V . В табл.2 приведены фотометрические элементы, найденные в свободном поиске всех приведенных параметров, за исключением коэффициентов потемнения к краю. На рис.1 приведена кривая блеска звезды в фильтре V и величина $O-C$ для решения из табл.2.

Так как у этой переменной имеются наблюдения внутри главного минимума еще в полосе B и R , у нас появилась возможность получить относительные светимости компонентов в этих полосах. Для этого мы зафиксировали все элементы из табл.2, за исключением светимости звезд, и решили кривые блеска, полученные в B и R . Потемнение к краю звезд для них было взято из таблиц Рубашевского [6]. В табл.3 приведены решения для кривых блеска B , V и R . Стандартное отклонение σ_{o-c} для полосы V с одним и тем же набором параметров в табл.3 чуть меньше, чем в табл.2, так как на него влияет количество варьируемых параметров.

Таблица 3

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ GSC 4513 2537 в B , V , R

	B	V	R
r_1	-	0.051	-
r_2	-	0.044	-
i	-	$89^\circ.4$	-
e	-	0.0145	-
ω	-	$304^\circ.3$	-
u_1	0.75	0.62	0.52
u_2	0.84	0.67	0.57
L_1	0.630 ± 0.025	0.614 ± 0.025	0.607 ± 0.030
L_2	0.370 ± 0.025	0.385 ± 0.025	0.385 ± 0.030
L_2/L_1	0.587	0.627	0.634
J_2/J_1	0.437	0.467	0.472
σ_{o-c}	$0^m.0085$	0.0082	0.0087

Светимости обеих компонентов, полученные из решения кривых блеска, позволили вычислить цвета $B-V$ звезд (табл.3): $(B-V)_1 = 0^m.75$ для главного и $(B-V)_2 = 0^m.82$ для вторичного компонентов. Разница полученных величин с учетом данных спектральных наблюдений и привязки звезды к стандартам U, B, V соответствует спектральным классам: $G3 + G6$. Кolor-эксцессы звезд-компонентов в фильтре V равны: $E_{b-v}^1 = 0^m.11$, $E_{b-v}^2 = 0^m.13$, межзвездное поглощение: $A_b^1 = 0^m.34$, $A_b^2 = 0^m.40$, расстояние до звезды: $r = 210 \pm 10$ пк.

3. *Вращение линии апсид.* Момент T_1 главного минимума вычислялся одновременно с другими элементами при решении кривой блеска.

Моменты соединений для вторичных минимумов T_2 получены из

известного соотношения Копала [7] в предположении постоянства скорости изменения долготы периастра ($\dot{\omega}$) с элементами, полученными при фотометрическом решении:

$$T_2 = T_1 + \frac{P}{2} + \frac{2Pe\cos\omega}{\pi} - \frac{2Pe^3(1+3\sqrt{1-e^2})}{3\pi(1+\sqrt{1-e^2})^3} \cos 3\omega + \dots \quad (1)$$

Периоды главного и вторичного минимумов вычислены с использованием данных о моментах минимумов, полученных нами, а также приведенных в статье Отеро и др. [2].

$$\text{Min I} = \text{JD}_{\odot} 2455192.84405(20) + 6^{\text{d}}.33443(2),$$

$$\text{Min II} = \text{JD}_{\odot} 2455050.3522(2) + 6^{\text{d}}.33442(4),$$

$$\Delta P = P_{II} - P_I = -0^{\text{d}}.000009(5) = -0^{\text{s}}.8 \pm 0^{\text{s}}.4.$$

Зная разность периодов и используя формулу Руджобина [8]:

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{2P\sqrt{1-e^2}}{\pi(1-e^2\sin^2\omega)^2} e(1-e^2)\sin\omega \frac{d\omega}{dt},$$

можно вычислить скорость вращения линии апсид. Она получается равной: $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.08 \pm 0.04$ °/год. Если использовать момент вторичного минимума, опубликованный в работе Брата и др. [9] ($\text{Min II} = 2453764^{\text{d}}.46728$), то скорость вращения линии апсид равна: $\dot{\omega}_{\text{obs}} = 0.22 \pm 0.07$ °/год.

Если бы у этой системы имелись полные кривые блеска, полученные в различные эпохи наблюдений, то мы могли бы из фотометрических решений получить независимые параметры долготы периастра и скорость вращения линии апсид. Пока мы только оцениваем ее, исходя из значения разности периодов главного и вторичного минимума. Для данного алгоритма важна точность моментов минимумов и промежутков времени между эпохами наблюдений. Первый результат вычисления скорости вращения опирается на более длительный промежуток времени между наблюдениями, чем второй, поэтому пока мы отдаем предпочтение этому результату, как более точному.

Оценка теоретической величины скорости, вычисленной нами с полученными параметрами из табл.2 с использованием формул из работы Копала [10], получается в 5 раз меньше, чем из наблюдений:

$$\dot{\omega}_{\text{theor}} = 0.016 \pm 0.005$$
 °/год.

Отметим, что для звезды подобной конфигурации, на 70-80% вращение орбиты обусловлено релятивистской составляющей скорости.

4. *Заключение.* Мы исследовали затменную переменную звезду GSC 4513 2537 из списка Отеро и др. [2]). Удалось получить высокоточные фотоэлектрические кривые блеска внутри минимумов и вычислить фото-

метрические элементы, а также получить *UBV*-величины звезды вне минимумов путем привязки ее к фотометрическим стандартам. Получены спектры звезды и, несмотря на их низкое разрешение, из анализа спектральных линий и полос удалось определить спектральный диапазон звезд-компонентов.

Имеется расхождение в 5 раз между оценкой теоретической скорости вращения орбиты и оценкой наблюдаемой скорости, вычисленной с использованием разности периодов главного и вторичного минимумов. Для уверенного определения скорости движения линии апсид у этой звезды требуется получить высокоточную кривую блеска через несколько лет.

Мы благодарим А.И.Захарова, С.Е.Леонтьева за помощь в разработке компьютерных программ, Н.П.Иконникову за консультации в поисках спектров звезд, В.Б.Секирова за создание телескопа системы Ричи-Кретьен, Р.И.Кукумбаеву за помощь в обработке данных, М.А.Кругова за предоставленное техническое оборудование.

¹ Московский государственный университет им. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия, e-mail: valiakozyreva@gmail.com

² Национальное космическое агенство Казахстан, Астрономический институт им. В.Г.Фесенкова, Алматы, Казахстан, e-mail: un7gbd@gmail.com

³ Обсерватория Астроколхоз, Нью Мексико, США, e-mail: tomkrajci@tularosa.net

⁴ Обсерватория Старлайт Фарм, Мэриленд, США, e-mail: john@menkescientific.com

⁵ Московский государственный университет им. Ломоносова, Южная наблюдательная станция, Симферополь, Украина, e-mail: komissarovag@mail.ru

THE ECLIPSING BINARY SYSTEM WITH ECCENTRIC ORBIT V1176 Cas = GSC 4513 2537

V.S.KOZYREVA¹, A.V.KUSAKIN², T.KRAJCI³, J.MENKE⁴,
G.V.KOMISSAROVA⁵

The eclipsing variable star GSC 4513 2537 = V1176 Cas is a recently discovered binary system. We carried out observations of the eclipsing binary using a CCD-array in 2009, 2010. The *U*, *B*, *V* magnitudes, the photometric elements and the periods of primary and secondary moments of minima were measured. Our estimations of value of apsidal motions is: $\dot{\omega}_{obs} = 0.08 \pm 0.04^\circ/\text{year}$. The obtained value is almost five times greater than that theoretically predicted:

$\dot{\omega}_{theor} = 0.016 \pm 0.005^\circ/\text{year}$. The relativistic component is a large part of the total velocity (80%). Unfortunately, the accuracy of the observed rotational velocity of the orbit is small. Uncertainty in results requires a repeat study in a few years with new observations.

Key words: *eclipsing-binary systems:photometric elements:apsidal motion - individual:V1176 Cas*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof et al.*, Northern Sky Variability Survey: Public Data Release, *AJ*, **27**, 2436, 2004.
2. *S.A.Otero, R.Wils, G.Hoogeveen, P.A.Dubovsky*, *IBVS*, **5681**, 1, 2006.
3. *P.E.Gill, W.Murray*, *Math. Program.*, **14**, 349, 1978.
4. *В.С.Козырева, А.И.Захаров*, Письма в Астрон. ж., **27**, 712, 2001.
5. *W. Van Hamme*, *Astron. J.*, **106**, 2096, 1993.
6. *А.А.Рубашевский*, Препринт института проблем материаловедения АН УССР, Киев, 1984.
7. *Z.Kopal*, *Dynamics of Close Binary Systems*, D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p.201, 1978.
8. *M.Rudkjobin*, *Ann. Astrophys. J.*, **22**, 111, 1959.
9. *L.Brat, M.Zejda, P.Svoboda*, *B.R.N.O. Contributions*, **34**, 1, 2007.
10. *Z.Kopal*, *Close Binary Systems*, Chapman-Hall, London, Section II.6, 1959.

PMS-ОБЪЕКТЫ В ОБЛАСТИ ЗВЕДООБРАЗОВАНИЯ
Сер ОВ3. I. ЗВЕЗДЫ С $H\alpha$ ЭМИССИЕЙ

Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 20 ноября 2012

Принята к печати 5 декабря 2012

Представлены результаты детального анализа PMS-звезд, расположенных в области звездообразования, включающем в себя яркую часть ионизационного фронта молекулярного облака Сер В. С помощью метода бесщелевой спектроскопии было выявлено 149 звезд с $H\alpha$ эмиссией. Для 203-х PMS звезд, на основе их фотометрических данных в оптическом и инфракрасном диапазонах, были построены модели распределения спектральной энергии и определены их основные параметры. Между интенсивностью $H\alpha$ эмиссии и избытком инфракрасного излучения наблюдается хорошая корреляция. Относительная масса диска и степень аккреции у звезд с $EW(H\alpha) > 10\text{\AA}$ и $\alpha > -1.8$ практически на порядок больше, чем у остальных звездных объектов. Усредненные значения расстояния и возраста PMS-звезд скопления составляет 890 пк и 0.74 млн лет, соответственно. Звезды с $EW(H\alpha) > 10\text{\AA}$ и $\alpha > -1.8$ более, чем 0.5 млн лет "моложе", чем остальные звездные объекты.

Ключевые слова: области звездообразования:звезды:эмиссионные:молодые звездные объекты - объекты:Сер ОВ3b, S 155, Сер В

1. *Введение.* Молекулярное облако Сер В и, примыкающая к ней восточная часть ассоциации Сер ОВ3, представляют собой зону активного звездообразования. Сама ассоциация состоит из двух основных групп звезд Сер ОВ3а и Сер ОВ3б с возрастом $8 \cdot 10^6$ и $4 \cdot 10^6$ лет, соответственно [1]. Наиболее молодая из них Сер ОВ3б, которая, по всей видимости, является результатом вторичной волны звездообразования [2] и примыкает к молекулярному облаку. Между молекулярным облаком и ассоциацией расположена яркая вытянутая III область Sharpless 155, которая является ни чем иным, как фронтом ионизации, возникшим при взаимодействии высокочастотного излучения горячих звезд ассоциации с плотной холодной материей молекулярного облака [3,4]. По оценкам разных авторов вся область расположена на расстоянии от 725 до 850 пк [5].

Поиск и изучение молодого звездного населения в этой области звездообразования позволили обнаружить здесь более 30 звезд с $H\alpha$ эмиссией [6], несколько сотен рентгеновских источников и звезд с инфракрасным избытком [7,8]. По данным 2MASS обзора в окрестностях IRAS 22551+6221 источника, который ассоциируется с туманностью Сер В, была выявлена компактная группа молодых инфракрасных звезд [9].

Настоящая работа посвящена поиску и изучению молодого звездного населения этой области звездообразования, а именно - звездам с H α эмиссией. Результаты поиска представлены в разделе 3. В разделе 4 рассматриваются соотношения между цветовыми показателями ближнего и среднего инфракрасных диапазонов эмиссионных звезд.

2. *Наблюдения и обработка.* Изображения исследуемой области были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории, с помощью камеры SCORPIO и матрицы с форматом 2063 x 2059 пк. Поле и масштаб полученных изображений составляют 14' x 14' и 0.42"/пк, соответственно. FWHM изображений не превышает 2".5. Для фотометрических наблюдений были использованы фильтры V, I фотометрической системы Cousins. В качестве фотометрических стандартов были использованы звездные величины скопления NGC 7006.

Поиск объектов с H α эмиссией проводился с помощью метода бесщелевой спектроскопии с использованием призмы с дисперсией 2.1 Å/пк и узкополосного интерференционного фильтра H α ($\lambda_c = 6560\text{Å}$ и $\Delta\lambda = 85\text{Å}$).

Изображения были получены для четырех зон, которые несколько перекрывают друг друга. Координаты, даты наблюдений и суммарное время накоплений в секундах для каждой зоны приводятся в табл.1.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Зона	RA (2000)	Dec (2000)	23.06.09	28.06.09			30.06.09	
			H α	V	I	H α	V	I
I	22 56 30	+62 33 00	2400	-	600	-	600	-
II	22 56 30	+62 43 00	-	-	600	2400	600	-
III	22 57 40	+62 33 00	-	-	-	2400	600	600
IV	22 57 40	+62 43 00	-	-	-	2400	600	600

Первичная обработка изображений была выполнена согласно стандартной процедуре. Звездные величины были определены с помощью программы IRAF. Ошибки звездных величин не превышают $\sim 0^m.04$. Эквивалентная ширина $EW(H\alpha)$ была измерена с помощью программы MIDAS. Ошибки эквивалентной ширины определялись по формуле, заимствованной из работы [10]: $\sigma(W_\lambda) = \sqrt{1 + Fc/\bar{F}} (\Delta\lambda - W_\lambda) / (S/N)$, где $\bar{F}c$ - средний уровень континуума, \bar{F} - излучение в спектральной линии и S/N - отношении сигнала к шуму. Для объектов с $R < 17.0$ ошибки измерения величины $EW(H\alpha)$ не превышают 30%, для более слабых объектов ошибки возрастают до 40% от величины $EW(H\alpha)$.

Для нескольких объектов нами были определены звездные величины в диапазонах камеры IRAC телескопа Spitzer. Для этой цели были

использованы открытые изображения этой базы данных (AORKEY: 15570944, 15572224, 21896448). В качестве вторичных стандартов были использованы расположенные на тех же изображениях звезды, для которых звездные величины были уже известны.

Кроме того, в работе были использованы фотометрические параметры звезд из баз данных 2MASS, WISE [11,12] и V , I звездные величины, заимствованные из работы [13].

3. *Звезды с $H\alpha$ эмиссией.* Поиск звезд с $H\alpha$ эмиссией проводился в области с площадью $\sim 20' \times 20'$, включающей в себя северо-восточную часть ассоциации Сер ОВ3b, III область S 155 и северо-западную часть молекулярного облака Сер В. Изображение этой области представлено на рис.1. Зона поиска эмиссионных звезд специально выбиралась таким образом, чтобы она совпадала с областями наблюдений в рентгеновском и инфракрасных диапазонах, благодаря которым было выявлено около 650 PMS-звезд [5,7]. Это позволило нам провести сравнительный анализ признаков активности молодых звездных объектов в различных спектральных диапазонах.

В общей сложности было обнаружено 135 звезд с $H\alpha$ эмиссией. Их параметры представлены в табл.А1 (см. Приложение), где приводятся следующие данные:

(1) - порядковый номер. В скобках указывается порядковый номер объекта в табл.1 работы [7], где приводятся данные для обнаруженных в этой зоне рентгеновских источников.

(2) и (3) - координаты объектов, определенные по картам DSS2 R. Два объекта 37 и 38 являются очень тесной парой и все параметры, кроме координат, определялись для двух объектов вместе;

(4) - эквивалентная ширина линии $EW(H\alpha)$. Для значительного числа объектов, отмеченных как "сл.к." (слабый континуум), эта величина не была определена или из-за слабой яркости объекта, или из-за проецирования очень яркой $H\alpha$ эмиссии поля. В тех случаях, когда $EW(H\alpha)$ данного объекта уже была определена, она указывается в скобках. В скобках указывается также и источник информации о наличии у этой звезды $H\alpha$ эмиссии. Отметим, что в двух случаях (объекты 45 и 99) наблюдается значительное расхождение в оценке $EW(H\alpha)$.

Кроме вышеупомянутых 135 звезд в исследуемой области ранее было уже выявлено еще 14 звезд с $H\alpha$ эмиссией, которые неразличимы на наших изображениях. Еще у 8 звезд, которые были ранее отмечены как эмиссионные объекты, наблюдается слабая абсорбция. Основные параметры этих объектов представлены в табл.А2 и А3, соответственно. Обозначения столбцов те же, что и в табл.А1. Слабая абсорбция в линии $H\alpha$ была обнаружена еще у 39 рентгеновских источников из табл.1 работы [7]. Их данные представлены в табл.А4. Остальные PMS объекты, указанные в уже упомянутых работах

[5,7], недостаточно хорошо различимы на наших изображениях.

Для всех этих звездных объектов, исключая три случая, были построены модели распределения спектральной энергии (РСЭ) для PMS-звезд, которая детально описана в работах [14,15]. Для построения РСЭ были использованы следующие фотометрические данные: V , I [13], $BRJHK$ (2MASS), 3.6, 4.5, 5.8 и 8.0 μm (Spitzer, IRAC), а также 3.4, 4.6, 12 и 22 μm (WISE). Расстояние

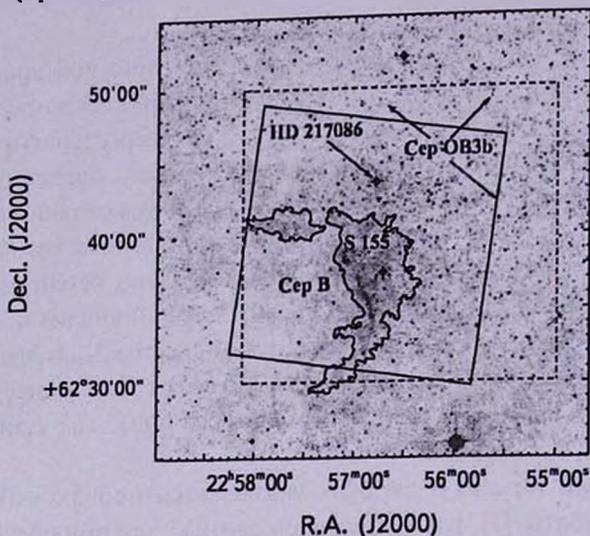


Рис.1. DSS2 R изображение исследуемой области. Пунктирной линией обозначена область поиска звезд с $H\alpha$ эмиссией. Сплошной линией очерчена область поиска рентгеновских источников [7].

до скопления бралось в интервале от 700 до 900 пк [16,17], а поглощение (A_V) - в интервале от 0^m.1 до 15^m [5]. Из всех предложенных моделей выбиралась наиболее вероятная, причем для подавляющего большинства звезд, величина χ^2 не превышает 150. Звездные величины в оптическом (V , I) и MID (4.5 и 8.0 μm) диапазонах для некоторых звезд не были известны ранее и были определены в настоящей работе. Результаты фотометрии приводятся в табл.2.

В электронных таблицах (<http://bao.am/my%20pub.htm> "On line data.pdf") приводится более подробная информация о параметрах звездных объектов, определенных по их моделям РСЭ. К этим параметрам относится наклон РСЭ α в диапазоне от 3.6 до 8.0 μm , который характеризует эволюционный статус звездного объекта. Те объекты, у которых $\alpha > -1.8$ и имеют пологий спектр, относятся ко II-му эволюционному классу, с хорошо выраженной, оптически толстой дисковой составляющей. Угол наклона $\alpha > -2.56$ соответствует объектам III-го эволюционного класса, у которых дисковая составляющая уже в значительной степени проэволюционировала и которые

имеют очень незначительный инфракрасный избыток. Объекты, у которых $-2.56 < \alpha < -1.8$, относят к промежуточному эволюционному классу, с оптически тонким диском (Class II/III) [18]. Кроме того, в таблицах приводятся поглощение, расстояние, возраст, масса, температура, болометрическая светимость, масса диска и мера аккреции. В электронном виде приводятся также фотометрические данные этих звезд, заимствованных из вышеуказанных баз данных.

Таблица 2

ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Объект	V	I	4.5 μm	8.0 μm	Объект	V	I	4.5 μm	8.0 μm
Таблица А1					Таблица А2				
1	17.22	14.22			1			12.52	9.45
2	18.42	15.66			5			11.83	
11				11.72	8	16.54		9.54	
16				10.13	14	20.29	16.73		
19				9.53	Таблица А3				
24				9.10	1			9.55	
66	18.93	16.07			7			11.68	
70			11.39		8	20.24	16.52		
71	12.79	11.47			Таблица А4				
76	20.92	16.26			3	18.13	14.88		
83			11.71		5	17.05	15.06		
89			12.54		6	18.56	15.94		
91			11.95		9	12.03	10.94		
92	17.12	14.86			12	18.42	15.61		
114	17.56	16.00			31	17.83	15.29		
117	15.81	13.65	7.92		32	17.98	15.36		
128	17.39	14.32			37	18.20	15.51		
129	17.34	14.48			46	17.83	14.81		
130	19.43	16.50			47	18.31	15.70		
131	17.87	15.67			48	18.55	15.58		
132	17.96	14.44			49	19.90	15.88		
133	17.23	15.89							
134	17.68	14.84		12.53					
135	17.50	14.03		11.45					

В общей сложности нами было обнаружено 135 звезд с Na эмиссией и только у 26-ти эмиссия была уже выявлена в предыдущих работах. Практически, нам удалось выявить наличие или отсутствие эмиссии для всех объектов ярче $V=19.0$. Различие в оценке наличия или отсутствия эмиссии (см. объекты из табл.А3) можно объяснить или разницей в методике наблюдений, или переменностью объекта. Модель РСЭ была построена для 203-х звезд. Большинство из них являются источниками рентгеновского излучения.

Сравним наши параметры с теми, которые были получены в предыдущих исследованиях. Величина межзвездного поглощения A_V в нашем случае

меняется в интервале от $0^m.1$ до $8^m.2$, причем $\langle A_V \rangle = 1.9$, а среднее расстояние звезд, т.е. расстояние до скопления составляет 790 пк. Определяя A_V по положению звезд на ГР-диаграмме ($J/J-H$) при фиксированном расстоянии 725 пк, авторы работы [7], получили для той же выборки звезд $\langle A_V \rangle = 3^m.1$. То есть в нашем случае среднее значение межзвездного поглощения на $\sim 1^m$ получается меньше, но при этом увеличивается расстояние до скопления. Отметим, что наблюдается определенный градиент межзвездного поглощения в исследуемой области. В Сер ОВ3 $\langle A_V \rangle$ имеет наименьшее значение $\sim 1^m.5$, а в S 155 и Сер В возрастает до $3^m.0$. Эти величины хорошо согласуются с данными в работе [16].

Относительно величины $EW(\text{H}\alpha)$ звезды принято разделять на две основные группы. Это объекты СТТau с $EW(\text{H}\alpha) > 10\text{\AA}$, у которых $\text{H}\alpha$ образуется в основном в результате аккреционной активности. Вторую группу образуют звезды WTТau с $EW(\text{H}\alpha) < 10\text{\AA}$, у которых эмиссия образуется в основном за счет хромосферных вспышек. Эти объекты находятся на более поздней стадии эволюции. Те-звезды, для которых из-за их недостаточной яркости не была измерена эквивалентная ширина, по всей видимости, относятся к первой категории, но, тем не менее, они будут рассмотрены отдельно. К четвертой группе объектов относятся те звезды, у которых наблюдается абсорбция в линии $\text{H}\alpha$. В табл.3 приводится процентное содержание рентгеновских источников и объектов с различным спектральным углом наклона α для каждой из этих четырех категорий.

Таблица 3

ПРОЦЕНТНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ И ОБЪЕКТОВ С РАЗЛИЧНЫМ УГЛОМ НАКЛОНА РСЭ

Группа	N	X_{ray}	$\alpha > -1.8$	$-2.56 < \alpha < -1.8$	$\alpha < -2.56$
$EW(\text{H}\alpha) > 10\text{\AA}$	39	25 (64%)	39 (100%)	-	-
$EW(\text{H}\alpha) < 10\text{\AA}$	75	69 (92%)	24 (32%)	9 (12%)	42 (56%)
Сл. к.	34	12 (38%)	23 (68%)	6 (18%)	5 (14%)
Абсорбция	57	54 (95%)	5 (9%)	7 (12%)	45 (79%)

По данным, приведенным в табл.3, хорошо видно, что все объекты с сильной $\text{H}\alpha$ эмиссией, а также большинство из тех звезд, для которых не была измерена $EW(\text{H}\alpha)$, имеют пологое РСЭ, которое объясняется наличием оптически толстой дисковой составляющей. Большинство же звезд со слабой эмиссией и абсорбцией относительно распределения их спектральной энергии относятся к более поздним эволюционным классам. Причем, во втором случае процентное содержание объектов III-го эволюционного класса заметно выше. Следует отметить, что 13 из 24 звезд из второй группы, у которых $\alpha > -1.8$ имеют $EW(\text{H}\alpha) > 7\text{\AA}$. Не исключается, что ошибки при определении $EW(\text{H}\alpha)$ могли привести к неправильной классификации объекта.

Процентное содержание рентгеновских источников среди СТТ_{ау} звезд заметно меньше, чем у WT_{ау}. Результат вполне ожидаемый. Подобная картина наблюдается также и в других молодых звездных скоплениях [19]. Уменьшение процента рентгеновских источников в третьей группе, по всей видимости, объясняется относительной слабостью этих звезд, что и не позволило определить их $EW(H\alpha)$.

В табл.4 приводятся усредненные данные (возраст, относительная масса диска и степень аккреции) для объектов из вышеупомянутых четырех групп, отобранных относительно величины $EW(H\alpha)$ и звезд с различным углом наклона РСЭ.

Таблица 4

ВОЗРАСТ, ОТНОСИТЕЛЬНАЯ МАССА ДИСКА И СТЕПЕНЬ АККРЕЦИИ

Группа	$EW(H\alpha) > 10\text{\AA}$	$EW(H\alpha) < 10\text{\AA}$	Сл. к.	Абсорб.	$\alpha > -1.8$	$-2.56 < \alpha < -1.8$	$\alpha < -2.56$
<i>N</i>	39	75	34	55	91	22	90
Возраст	$4.6 \cdot 10^5$	$7.1 \cdot 10^5$	$4.8 \cdot 10^5$	$1.6 \cdot 10^6$	$3.4 \cdot 10^5$	$9.4 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^6$
$M_{\text{диск}} / M_{\text{зв}}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$	$9.7 \cdot 10^{-3}$	$6.6 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$
Степ. ак.	$2.4 \cdot 10^{-7}$	$2.7 \cdot 10^{-8}$	$2.7 \cdot 10^{-8}$	$3.3 \cdot 10^{-8}$	$1.4 \cdot 10^{-7}$	$1.4 \cdot 10^{-8}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$

По этим данным хорошо видно, что относительная масса диска и степень аккреции у наиболее молодых с эволюционной точки зрения категорий ($EW(H\alpha) > 10\text{\AA}$ и $\alpha > -1.8$) почти на порядок выше остальных. Массивный оптически толстый диск может в значительной степени поглощать рентгеновское излучение звезды, которое, как правило, сопутствует процессу аккреции. Это может, в определенной степени, объяснить относительно низкое процентное содержание рентгеновских источников среди эмиссионных звезд. Объекты, для которых не определялась эквивалентная ширина, также имеют относительно более массивную дисковую составляющую, но их степень аккреции практически не отличается от остальных групп. По всей видимости, небольшая часть этих звезд, все-таки, относится к WT_{ау} звездам, что также отражают данные в табл.3, и это несколько искажает общую картину.

Наименьший возраст имеют звезды из первой и третьей группы. С понижением $H\alpha$ активности медианное значение возраста растет. Разница в возрасте между СТТ_{ау} и абсорбционными звездами составляет $\sim 10^6$ лет. Приблизительно такая же картина наблюдается и в выборке звездных объектов относительно их спектральных характеристик. С увеличением угла наклона РСЭ (α), возрастает и медианное значение возраста объектов, причем разница между звездами первой и третьей эволюционной группы также составляет $\sim 10^6$ лет.

Медианное значение возраста всех звезд, представленных в табл.А1-А4,

составляет 0.74 млн лет. Таким образом, усредненные значения расстояния и возраста для области в целом, составляют 890 пк и 0.74 млн лет соответственно, что хорошо согласуется со второй оценкой этих параметров, приведенных в работе [5], а именно 890 пк и 0.5 млн лет. Отметим, что заметной разницы между значениями расстояния и возраста звезд, расположенных в различных областях не наблюдается.

На рис.2 представлено распределение $\log(M/M_{\odot})$. Оно очень схоже с распределением масс в работе [5], которое построено на большем количестве объектов, а масса определена по ГР диаграмме при фиксированных значениях расстояния (725 пк) и возраста (1 млн лет). У эмиссионных звезд также наблюдается трудно объяснимый небольшой дефицит объектов с массой $\sim 1 M_{\odot}$ и хорошо выраженный максимум в интервале $0.3 - 0.5 M_{\odot}$. Дефицит звезд малой массы среди абсорбционных объектов по отношению к эмиссионным, по всей видимости, объясняется селективностью отбора. Кроме того, дефицит звезд малой массы наблюдается также в Сер В и S 155. Медианное значение массы звезд в этих областях составляет $\sim 0.75 M_{\odot}$, а в Сер ОВЗ - $\sim 0.44 M_{\odot}$. Это, очевидно, является следствием разницы в значении межзвездного поглощения в этих областях. Практически, по распределению масс можно заключить, что в ассоциации Сер ОВЗ эмиссионные звезды укомплектованы до объектов с массой больше $0.45 M_{\odot}$.

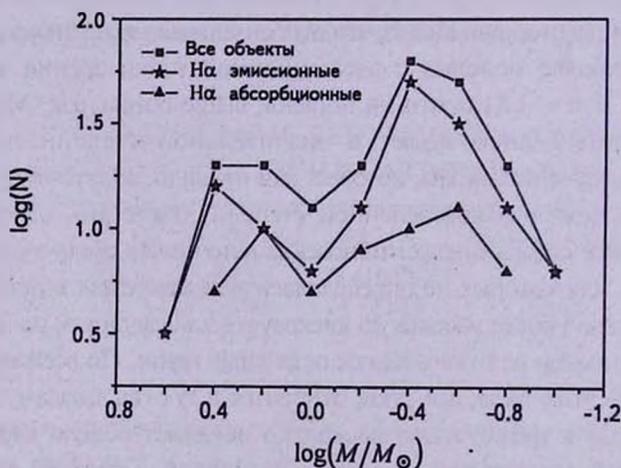


Рис.2. Распределение масс.

Относительно значений температуры T подавляющее большинство эмиссионных звезд относятся к спектральным классам от F2 до M7. Пять объектов имеют более ранние спектральные классы B7-B9. Заметной разницы между спектральными классами CTau и WTau звезд не наблюдается.

4. *Фотометрические данные ближнего и среднего инфракрасного диапазонов.* На рис.3 представлены двухцветные диаграммы для объектов

из табл.А1-А4. Для построения диаграмм фотометрические данные были заимствованы из базы данных 2MAAS (*JHK*), IRAS Spitzer (3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm) [5] и базы данных WISE (3.4, 4.6, 12.0, 22.0 μm). Следует отметить, что ~20% объектов из табл.А1-А4, тем не менее, не имеют полной укомплектованности по звездным величинам в среднем инфракрасном диапазоне, поэтому их число на диаграммах меньше, чем указано в табл.3.

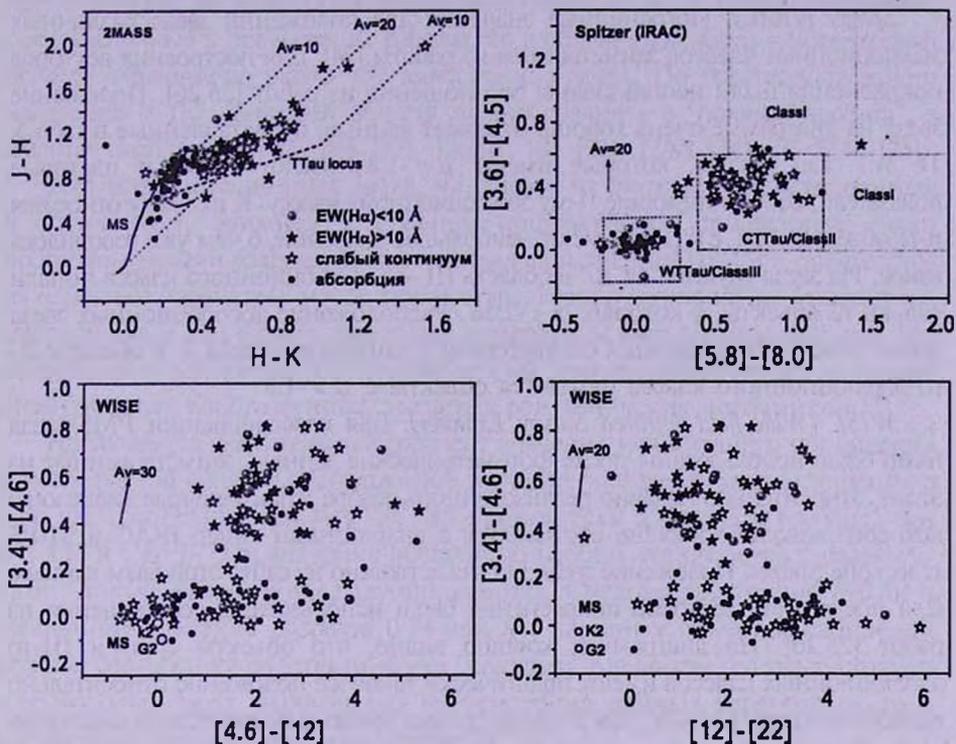


Рис.3. Двухцветные диаграммы.

Диаграмма JH/HK . Положение Главной последовательности (ГП) заимствовано из работы [20]. Для построения векторов покраснения были использованы соотношения из работы [21]. По диаграмме хорошо видно, что есть довольно хорошая корреляция между интенсивностью $H\alpha$ эмиссии и цветовыми показателями ближнего инфракрасного диапазона. Все звезды с сильной эмиссией, за исключением двух, попадают в область Т Тау локуса [22]. Подавляющее большинство звезд со слабой эмиссией располагаются вблизи Главной последовательности. Из тех 15 объектов, которые попадают в область Т Тау локуса ($H-K > 0.4$), 14 имеют $\alpha > -1.8$. Отметим, что из них у 7 величина $EW(H\alpha)$ достаточно велика, для того, чтобы в пределах ошибок измерения эквивалентной ширины их можно было классифицировать как СТ Тау звезды. Подавляющее большинство объектов "сл. к." располагаются

в области СТ Тау звезд. Только 7 локализируются у ГП. У двух из них $\alpha > -1.8$. В области ГП располагается также и большинство абсорбционных звезд. Только у двух из них наблюдается значительный инфракрасный избыток, причем, в одном случае $\alpha > -1.8$. Отметим, что две из пяти эмиссионных звезд с ранним спектральным классом располагаются в области звезд Ae/Be Хербига [23]. Их массы равны 2.3 и 3.3 солнечных массам.

Spitzer (IRAC). Пограничные значения для положений звезд различных эволюционных классов заимствованы из работы [24]. Для построения векторов покраснения были использованы соотношения из работ [25,26]. Положение звезд на диаграмме очень хорошо отражает данные, представленные в табл.3. Те WT Тау звезды, которые имеют $\alpha > -1.8$, имеют также и цветовые показатели, соответствующие II-му эволюционному классу. К их числу относятся и те объекты, чьи $EW(H\alpha)$ имеют наибольшее значения, о чем уже говорилось выше. Из звезд группы "сл. к." в область III -го эволюционного класса попали только те объекты, у которых $\alpha < -2.56$. Расположение абсорбционных звезд также находится в хорошем соответствии с данными из табл.3. В области II-го эволюционного класса находятся объекты с $\alpha > -1.8$.

WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer). Для классификации PMS-звезд нами были использованы также фотометрические данные, заимствованные из этого, относительно недавно реализованного обзора, спектральные диапазоны которого довольно хорошо соотносятся с диапазонами камер IRAC и MIPS телескопа Spitzer. Положение звезд ГП заимствовано из сайта этой базы данных. Для построения векторов покраснения были использованы соотношения из работ [25,26]. На диаграммах хорошо видно, что объекты II-го и III-го эволюционных классов имеют практически такое же положение относительно показателя цвета [3.4-4.6], как и на диаграмме Spitzer-a относительно диапазона [3.6-4.5]. Результат вполне ожидаем, так как диапазоны практически совпадают и хорошо согласуются с положением звезд II и III-его эволюционных классов на аналогичной диаграмме в работе [27]. Относительно показателя цвета [12-22] объекты имеют гораздо больший разброс, чем относительно [4.6-8.0], что вполне объяснимо с точки зрения особенностей излучения дисковой составляющей PMS звезд. В РСЭ PMS звезд II-го и III-го эволюционного классов во многих случаях наблюдается возрастание яркости в диапазоне $\sim 10 \mu\text{m}$, что и отражает диаграмма. Это характерно для звезд с уже достаточно развитым диском с неоднородной структурой, у которых наблюдается значительный дефицит пыли в близко расположенных к звезде внутренних областях, что приводит к перераспределению спектральной энергии излучения дисковой составляющей в более длинноволновую часть спектра [14,28-30]. В связи с этим, диапазон $24 \mu\text{m}$ камеры MIPS телескопа Spitzer очень продуктивен для диагностики звезд именно III-го эволюционного класса [30,31]. Это также отражается и на второй двухцветной диаграмме WISE, где хорошо видно, что все объекты III-го

эволюционного класса смешены вправо от ГП, т.е. в этом диапазоне у всех объектов наблюдается инфракрасный избыток.

5. *Обсуждение и заключение.* С помощью метода бесщелевой спектроскопии в области, включающей в себя яркую часть ионизационного фронта молекулярного облака Сер В, было выявлено 135 $\text{H}\alpha$ эмиссионных звезд, у подавляющей части которых эмиссия была обнаружена впервые. Если учесть результаты, представленные в предыдущих работах, то в общей сложности в исследуемой области обнаружено около 150 эмиссионных звезд. По богатству звездного населения с $\text{H}\alpha$ эмиссией область можно сравнить с "полями Хербига", а именно скоплениями IC 348 [32], Lk $\text{H}\alpha$ 101 [33], L988 [34], IC 5146 [35].

Для всех эмиссионных звезд, на основе их фотометрических данных в оптическом, ближнем и среднем инфракрасном диапазонах, были построены модели распределения спектральной энергии [14,15] и определены их основные параметры: масса, температура, возраст, поглощение, расстояние, масса диска и т.д. Кроме того, была измерена эквивалентная ширина $\text{H}\alpha$ абсорбции и построены РСЭ также для 49, хорошо различимых на наших спектральных изображениях, звездных рентгеновских источников [7].

Наблюдается значительный градиент значения межзвездного поглощения в исследуемой области. Усредненное значение межзвездного поглощения в Сер Ob3 составляет $\langle A_V \rangle = 1^m.5$, что практически в два раза больше, чем в S 155 и Сер В. Эти значения достаточно хорошо согласуются с результатами, полученными в предыдущих работах. Среднее расстояние 890 пк и медианное значение возраста 0.74 млн лет звездных объектов скопления хорошо соотносится со вторым, более "молодым" вариантом, который получен для молодых звезд, выявленных на основании данных рентгеновского и среднего инфракрасного диапазонов [5].

В подавляющем большинстве случаев, рассматриваемые в нашей работе эмиссионные объекты - это звезды малой массы с довольно широким диапазоном спектральных типов от F2 до M7. Несколько звезд относятся к более раннему спектральному типу В. Причем, из них две звезды, относительно их положению на 2MASS диаграмме, можно отнести к объектам Ae/Be Хербига.

Наблюдается хорошая корреляция между интенсивностью $\text{H}\alpha$ эмиссии и избытком излучения в ближнем и среднем инфракрасных диапазонах. Практически все объекты с $EW(\text{H}\alpha) > 10\text{\AA}$ относительно величины инфракрасного избытка можно классифицировать как звезды II-го эволюционного класса, а звезды с $EW(\text{H}\alpha) < 10\text{\AA}$, относительно их инфракрасных цветовых показателей (положение на двухцветовых диаграммах и наклон распределения спектральной энергии) в большинстве случаев относятся к объектам III-го эволюционного класса. Однако в некоторых случаях наблюдается несогласованность между величинами интенсивности $\text{H}\alpha$ эмиссии и инфракрасного избытка. Даже если исключить те случаи, когда подобная несогла-

сованность между оптическим и инфракрасным диапазонами может возникнуть из-за ошибочного определения эквивалентной ширины $H\alpha$ эмиссии, и следовательно, неправильной классификации объекта, то, все равно, около 20% звезд с $EW(H\alpha) < 10\text{\AA}$ имеют значительный инфракрасный избыток. Значительный инфракрасный избыток наблюдается также и у нескольких абсорбционных звезд.

Диаграммы, построенные по базе данных инфракрасного обзора WISE, показали, что его данные также можно использовать для классификации звезд II-го и III-го эволюционных классов. Кроме того, длинноволновые диапазоны 12 и 22 μm очень продуктивны для выявления звезд с сильно проэволюционированным диском, у которых наблюдается отсутствие близко-расположенных к фотосфере и, следовательно, более горячей пыли и, следовательно, тепловое излучение смещено в более длинноволновой диапазон.

Между объектами с различными эволюционными классами, как относительно $H\alpha$ эмиссии, так и наклона РСЭ, наблюдается значительное различие по отношению массы дисковой составляющей и меры аккреции. У объектов с более поздним эволюционным классом оба параметра заметно меньше. Причем, для выборки звезд относительно параметра α (наклона РСЭ) эта зависимость выражена лучше. Относительная масса диска и степень аккреции у звезды с $\alpha > -1.8$ практически на порядок больше, чем у остальных звезд. Между объектами с различными эволюционными классами наблюдается также и разница в возрасте. Звезды с $EW(H\alpha) > 10\text{\AA}$ и $\alpha > -1.8$ более чем на полмиллиона лет "моложе", чем остальные объекты. Здесь можно сделать два предположения. Первое, что все молодые звезды образовались одновременно, но часть из них, по каким-то причинам, проходит эволюционный путь быстрее и их цветовые показатели соответствуют более "старшему поколению". Есть мнение, что более быстрое разрушение диска может произойти из-за гравитационного воздействия близко расположенной пары [37]. Не исключается, однако, что образование звездных объектов происходило не одновременно, а в определенной последовательности, например, вдоль волны звездообразования, которая, предположительно, в этом скоплении распространяется в направлении с запада на восток, в направлении от образовавшейся ранее ОВ ассоциации к молекулярному облаку Ser В [2,17,38]. Однако отметим, что селективности в распределении звезд с различными возрастами по полю скопления не наблюдается.

Среди звезд со слабой эмиссией процентный состав рентгеновских источников выше, что очень хорошо согласуется с результатами, полученными в других скоплениях [19]. Однако рентгеновское излучение наблюдается также и у значительного числа звезд с сильной эмиссией. Если в первом случае рентгеновское излучение является, в основном, продуктом хромосферных вспышек, то у CT Tau звезд - аккреционной активности, которая также

предполагает наличие массивного диска. С другой стороны, массивный диск может в значительной степени поглощать рентген. Предположительно, именно это, а не отсутствие рентгеновской активности, и является причиной того, что у значительного числа CT Tau звезд интенсивность рентгеновского излучения лежит ниже порога детекторов наблюдений в этом диапазоне.

Оптически толстый диск может также поглощать и H α эмиссию, что может привести к несоответствию между признаками активности молодых звезд в оптическом и инфракрасном диапазонах. Конечно, это несоответствие может быть результатом переменности самой H α эмиссии, обусловленной, например, переменностью степени аккреции. Не исключается также, что несоответствие между проявлениями активности молодых звездных объектов в различных спектральных диапазонах, определенный вклад вносят и ошибки фотометрии или наличие тесной пары.

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

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица A1

ЗВЕЗДЫ С H α ЭМИССИЕЙ

N	RA (2000)	Dec (2000)	EW(H α)	N	RA (2000)	Dec (2000)	EW(H α)
(1)	(2)	(3)	(4)	(1)	(2)	(3)	(4)
1	22 ^h 55 ^m 25 ^s .90	62°32'53".64	-24	22 (35)	59.53	43 46.70	-2
2	34.17	34 22.67	ст.к.	23	59.60	37 57.61	ст.к.
3 (4)	37.44	41 28.11	-13 ([38])	24	59.63	47 44.91	-28 (-28 [39])
4 (5)	38.37	41 17.51	-11	25 (36)	56 ^m 00.35 ^s	45 02.80	-1
5	39.97	41 36.96	ст.к.	26 (39)	00.71	45 31.10	-1
6 (8)	41.79	42 32.20	-1	27 (43)	02.58	39 39.30	-1
7	43.02	36 25.37	ст.к.	28 (44)	02.82	45 13.70	-94
8 (11)	44.09	42 13.00	-3	29 (47)	04.29	42 38.90	-1
9 (13)	47.52	40 57.60	-1	30 (49)	04.83	39 46.10	-1
10 (14)	48.07	36 14.72	-14	31 (52)	05.26	38 38.08	-34
11	48.70	43 53.81	ст.к.	32 (62)	08.00	41 45.17	-20
12 (17)	50.11	37 44.30	-1	33 (68)	10.24	40 02.24	-17
13 (21)	51.60	39 11.70	-1	34 (67)	10.33	39 41.05	-21 ([40.41])
14 (22)	51.73	44 24.50	-2	35 (72)	11.57	43 06.50	-4
15	52.05	36 52.45	ст.к.	36 (76)	12.54	45 16.70	-1
16	53.00	44 15.37	-9	37	12.81	35 34.73	
17 (25)	55.36	43 13.60	-1	38 (81)	13.19	35 33.07	-79 ([40])
18 (28)	55.70	44 18.30	-1	39 (85)	14.05	39 42.80	-1
19	56.25	45 40.52	ст.к.	40	14.15	43 43.93	ст.к.
20 (32)	56.67	43 17.20	-1	41 (88)	14.36	39 07.60	-1
21 (33)	56.87	34 33.30	-1	42 (89)	14.75	39 24.65	-11

Таблица А1 (окончание)

(1)	(2)	(3)	(4)	(1)	(2)	(3)	(4)
43 (93)	15.39	39 27.09	ст.к.	90 (217)	42.73	37 47.24	ст.к.
44 (99)	17.01	42 41.70	-1	91	43.60	38 07.00	ст.к. ([6])
45 (101)	17.63	40 12.61	-21 (-7 [38])	92 (232)	45.14	46 19.30	-1
46 (118)	22.34	40 48.90	-1	93 (233)	45.30	41 16.00	-7 (-6 [6])
47	23.17	30 52.36	-11	94 (237)	46.22	44 22.60	-1
48	23.23	40 53.75	ст.к.	95 (246)	47.79	38 13.92	ст.к. (-6 [6.16])
49 (125)	23.60	41 32.96	-26	96	48.00	38 41.00	ст.к. (-55 [6.16])
50	23.81	43 55.00	ст.к.	97	48.13	45 42.57	ст.к.
51	24.32	32 32.65	-35	98 (248)	48.36	45 41.50	-3
52 (135)	24.86	39 02.80	ст.к.	99 (254)	49.55	41 09.99	-12 (-5 [6])
53 (136)	25.55	35 51.87	-1	100	49.76	40 29.90	ст.к. (-19 [6])
54 (137)	25.77	37 07.05	-23	101 (265)	50.71	40 53.60	ст.к.
55	25.94	36 07.99	ст.к.	102 (267)	51.22	43 19.70	-1
56	26.04	39 01.05	-32	103 (266)	51.36	43 47.59	-7
57 (141)	26.46	44 20.72	7	104	52.40	40 59.55	ст.к. (-10 [6])
58	26.83	44 23.30	ст.к.	105 (282)	53.57	36 03.82	-2
59 (149)	27.18	42 19.91	-13	106 (286)	53.88	41 17.50	ст.к. (-10 [6])
60	27.61	43 21.63	-20	107 (287)	53.96	38 00.30	-4
61 (151)	28.18	42 46.20	-1	108 (293)	55.18	45 09.00	-2
62 (152)	28.61	44 40.57	-11	109	56.00	40 03.42	ст.к.
63 (153)	28.65	36 01.31	ст.к.	110 (298)	57.32	42 09.60	-1
64	29.55	44 00.97	-16	111	57.70	34 20.97	-5
65 (161)	30.04	40 13.50	-6	112 (300)	57.84	40 13.90	ст.к. (-2 [6])
66	30.46	44 49.03	-7 (-5. [6])	113 (306)	58.66	40 55.90	ст.к. (-3 [6])
67 (163)	30.92	42 15.92	ст.к.	114 (315)	57 ⁰⁰ .69	45 48.55	-1
68	30.96	41 38.80	ст.к.	115 (319)	01.38	42 13.40	-1
69 (165)	31.05	46 58.09	-1	116 (321)	02.10	44 07.10	-1
70	31.92	35 46.72	-1	117	04.57	38 21.58	ст.к. ([6.16])
71 (170)	32.89	38 38.89	-1	118 (337)	05.06	38 22.60	-17 ([6])
72 (182)	36.62	36 06.40	-2	119 (339)	05.92	38 17.76	-9 ([6])
73 (185)	36.80	42 12.20	-1	120 (344)	06.88	44 00.88	-5 ([6])
74 (189)	37.35	36 46.68	ст.к.	121 (352)	08.31	43 02.21	-42
75	37.93	39 51.00	ст.к. (-18 [6])	122 (356)	09.19	38 56.12	ст.к. ([6])
76	38.13	45 40.18	ст.к.	123	09.39	44 16.08	ст.к.
77 (194)	38.58	45 31.39	-4	124 (368)	11.60	38 14.00	ст.к. (-28 [6.16])
78 (196)	38.89	37 40.20	ст.к.	125 (369)	12.13	41 47.88	ст.к. ([6])
79 (193)	38.98	37 14.30	1	126 (372)	14.15	41 19.60	ст.к. ([6])
80 (197)	39.12	45 09.20	1	127 (382)	18.24	43 04.22	-7
81	39.34	38 15.38	-9 (-10 [6])	128 (396)	24.91	42 28.46	-9
82 (199)	39.42	43 55.40	1	129 (399)	26.64	43 48.98	-1
83	39.62	38 43.92	ст.к. (9 [6])	130 (402)	27.54	43 21.30	-1
84 (201)	39.95	41 36.94	-7 (-7 [6])	131 (413)	32.38	44 29.60	-3
85 (203)	40.35	45 13.40	-9	132 (419)	39.85	42 31.15	-3
86 (206)	40.92	43 43.39	-21	133 (422)	43.68	38 12.66	-7
87 (211)	41.48	43 03.32	-5	134	51.45	47 53.38	-3
88 (212)	41.61	33 07.50	ст.к.	135	4.72	46 39.48	-1
89	42.29	39 19.20	ст.к.				

Таблица А2

ЗВЕЗДЫ С H α ЭМИССИЕЙ ИЗ ДРУГИХ ИСТОЧНИКОВ

(1)	(2)	(3)	(4)	(1)	(2)	(3)	(4)
1	22 ^h 56 ^m 38 ^s .2	62°40'59"	(-30 [6])	8	02.10	37 51.5	(сл.к. [6])
2	48.20	39 11.0	(-33 [6])	9 (323)	02.65	41 48.5	(-4 [6])
3	51.36	38 55.6	(-26 [6])	10 (325)	02.90	41 15.0	(-3 [6])
4 (290)	54.64	38 57.5	(-5 [6.16])	11 (349)	07.88	41 33.0	(-3 [6])
5	56.00	39 31.0	(сл.к [6])	12	12.50	40 53.0	(-14 [6])
6 (310)	59.7	38 20.1	(-21 [6.16])	13 (370)	13.27	41 48.9	(-10 [6])
7 (313)	57 ^m 00.23	39 09.2	(-16 [6.16])	14 (385)	19.42	40 22.3	(-2)

Таблица А3

ЗВЕЗДЫ С H α ЭМИССИЕЙ ИЗ ДРУГИХ ИСТОЧНИКОВ, НО АБСОРБЦИЕЙ ПО ДАННЫМ ЭТОЙ РАБОТЫ

(1)	(2)	(3)	(4)	(1)	(2)	(3)	(4)
1	22 ^h 56 ^m 13 ^s .94	62°42'39".6	2 ([41])	5 (160)	29.68	45 28.7	2 ([30])
2	21.13	40 25.6	1 ([41,16])	6 (181)	36.54	40 07.7	2 ([38,41])
3 (149)	27.69	39 28.0	1 ([38,41])	7	46.2	42 26.2	3 ([41])
4 (156)	28.96	38 41.5	2 ([39])	8 (400)	57 ^m 27.03	41 07.4	2(-3 [38])

Таблица А4

ЗВЕЗДЫ С H α АБСОРБЦИЕЙ

(1)	(2)	(3)	(4)	(1)	(2)	(3)	(4)
1 (3)	22 ^h 55 ^m 35 ^s .45	62°42'34".2	1	26 (174)	35.30	38 07.6	1
2 (18)	50.17	40 07.1	1	27 (178)	35.92	42 05.8	2
3 (30)	55.91	45 49.8	1	28 (184)	36.78	46 21.3	1
4 (53)	56 ^m 05 ^s .73	43 00.0	1	29 (187)	36.82	46 03.0	1
5 (56)	06.61	44 46.9	1	30 (202)	39.99	42 10.5	2
6 (57)	06.73	43 27.9	1	31 (206)	40.77	45 45.3	1
7 (58)	07.32	45 37.3	1	32 (210)	41.40	45 47.0	1
8 (60)	07.91	40 43.5	5	33 (219)	42.80	34 25.6	6
9 (61)	07.93	46 03.6	1	34 (224)	43.72	42 01.7	1
10 (71)	11.24	33 29.2	2	35 (231)	44.88	37 54.0	1
11 (83)	13.79	40 50.7	1	36 (234)	45.33	42 00.3	1
12 (94)	15.41	45 53.9	2	37 (249)	48.44	41 23.0	2
13 (95)	15.70	42 51.7	1	38 (252)	49.03	41 57.9	2
14 (104)	18.29	45 16.8	1	39 (260)	50.35	42 20.6	2
15 (106)	19.25	42 53.0	2	40 (270)	51.71	42 26.6	4
16 (113)	21.35	43 25.8	1	41 (272)	51.85	39 52.1	3
17 (120)	22.94	43 29.8	1	42 (273)	52.16	40 44.7	2
18 (121)	23.05	39 22.7	1	43 (283)	53.65	41 43.4	1
19 (130)	24.43	40 14.4	2	44 (294)	55.27	42 24.1	1
20 (138)	26.35	42 41.5	1	45 (330)	57 ^m 03 ^s .78	41 47.5	1
21 (140)	26.36	41 29.1	1	46 (389)	20.85	40 59.8	1
22 (143)	26.93	43 15.9	1	47 (393)	23.49	35 13.8	1
23 (146)	27.34	39 20.2	1	48 (410)	31.58	43 58.1	1
24 (166)	31.28	40 59.0	1	49 (421)	43.63	43 22.5	1
25 (168)	32.68	38 42.6	2				

PMS OBJECTS IN THE STAR FORMING REGION CEP OB3. I. THE STARS WITH $H\alpha$ EMISSION

Е.Н.НИКОГХОСЯН

The results of the detail study of the PMS stars, located in the area including the brightest ionized part of the Cep B molecular cloud are presented. By the slitless method the 149 stars with $H\alpha$ emission were revealed. On the bases of optical and infrared photometric data were built the models of spectral energy distribution and obtained the main parameters for the 203 PMS stars. There is a good correlation between the intensively of $H\alpha$ emission and infrared excess. Both the relative disk mass and the accretion rate of the stars with $EW(H\alpha) > 10\text{\AA}$ and $\alpha > -1.8$ are about by one order higher than for the other stellar objects. The average distance and median value of the age for the cluster's stellar objects are equal to 890 pc and 0.74 Myr respectively. The PMS objects with $EW(H\alpha) > 10\text{\AA}$ and $\alpha > -1.8$ by more than half million years "younger" than the other stars.

Key words: *star forming regions:stars:emission-line:pre-main-sequence -individual: Cep OB3, S155, Cep B*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Kun, Z.T.Kiss, Z.Balog*, in Handbook of Star Forming Regions: Vol. 1. The Northern Sky, ed. B.Reipurth, p.136, 2008.
2. *A.L.Sargent*, *Astrophys. J.*, 233, 163, 1979.
3. *N.Panagia, C.Thum*, *Astron. Astrophys.*, 98, 295, 1981.
4. *H.Beuther, C.Kramer, B.Deiss, J.Stutzki*, *Astron. Astrophys.*, 362, 1109, 2000.
5. *K.V.Getman, E.D.Feigelson, K.L.Luhman et al.*, *Astron. J.*, 699, 1454, 2009.
6. *K.Ogura, K.Sugitani, A.Pickles*, *Astron. J.*, 123, 2597, 2002.
7. *K.V.Getman, E.D.Feigelson, L.Townsley et al.*, *Astron. J. Suppl. Ser.*, 163, 306, 2006.
8. *T.S.Allen, R.A.Gutermuth, E.Kryukova et al.*, *Astrophys. J.*, 750, 125, 2012.
9. *M.S.N.Kumar, E.Keto, E.Clerkin*, *Astron. Astrophys.*, 449, 1033, 2006.
10. *K.Vollmann, T.Eversberg*, *Astron. Nachr.*, 327, 789, 2006.
11. *E.L.Wright, P.R.M.Eisenhardt, A.K.Mainzer, M.E.Ressler, R.M.Cutri*, *Astron. J.*, 140, 1868, 2010.
12. *A.Mainzer, J.Bauer, T.Grav et al.*, *Astrophys. J.*, 731, 53, 2011.
13. *N.J.Mayne, T.Naylor, S.P.Littlefair, E.S.Saunders, R.D.Jeffries*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 375, 1220, 2007.

14. *T.P.Robitaille, B.A.Whitney, R.Indebetouw, K.Wood, P.Denzmore*, *Astrophys. J. Suppl.*, 167, 256, 2006.
15. *T.P.Robitaille, B.A.Whitney, R.Indebetouw, K.Wood*, *Astrophys. J. Suppl.*, 169, 328, 2007.
16. *M.A.Moreno-Corral, C.Chavarría-K, E. de Lara, S.Wagner*, *Astron. Astrophys.*, 273, 619, 1993.
17. *L.Testi, L.Olmi, L.Hunt et al.*, *Astron. Astrophys.*, 303, 881, 1995.
18. *C.J.Lada, A.A.Muench, K.L.Luhman et al.*, *Astron. J.*, 131, 1574, 2006.
19. *E.Feigelson, L.Townsley, M.Gudel, K.Stassun*, in "Protostars and Planets V", ed. B.Reipurth, D.Jewitt, K.Keil, p.313, 2006.
20. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 100, 261, 1988.
21. *J.A.Cardelli, C.C.Geoffrey, J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, 345, 245, 1989.
22. *M.R.Meyer, N.Calvet*, *Astron. J.*, 144, 288, 1997.
23. *L.A.Hillenbrand, S.E.Strom, F.J.Vrba, J.Keene*, *Astrophys. J.*, 397, 613, 1992.
24. *L.E.Allen, N.Calvet, P.D'Alessio et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, 154, 363, 2004.
25. *K.M.Flaherty, J.L.Pipher, S.T.Megeath et al.*, *Astrophys. J.*, 663, 1069, 2007.
26. *R.A.Gutermuth, P.C.Myers, S.T.Megeath et al.*, *Astrophys. J.*, 674, 336, 2008.
27. *X.P.Koenig, D.T.Leisawitz, D.J.Benford et al.*, *Astrophys. J.*, 744, 130, 2012.
28. *B.A.Whitney, K.Wood, J.E.Bjorkman, M.Cohen*, *Astrophys. J.*, 598, 1079, 2003.
29. *J.Muzerolle, S.T.Megeath, R.A.Gutermuth et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, 154, 379, 2004.
30. *L.Allen, S.T.Megeath, R.Gutermuth et al.*, in "Protostars and Planets V", ed. B.Reipurth, D.Jewitt, K.Keil, p.361, 2006.
31. *S.J.Wolk, E.Winston, T.L.Bourke et al.*, *Astrophys. J.*, 715, 671, 2010.
32. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, 497, 736, 1998.
33. *G.H.Herbig, S.M.Andrews, S.E.Dahm*, *Astron. J.*, 128, 1233, 2004.
34. *G.H.Herbig, S.E.Dahm*, *Astron. J.*, 131, 1530, 2006.
35. *G.H.Herbig, S.E.Dahm*, *Astron. J.*, 123, 304, 2002.
36. *L.Hartmann*, in Book "Accretion Processes in Star Formation", Cambridge University Press, 2009.
37. *B.G.Elmegreen, C.J.Lada*, *Astrophys. J.*, 214, 725, 1977.
38. *T.Naylor, A.C.Fabian*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 302, 714, 1999.
39. *M.Pozzo, T.Naylor, R.D.Jeffries, J.E.Drew*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 341, 805, 2003.
40. *T.Mikiyami, K.Ogura*, *Astron. Space Sci.*, 274, 441, 2001.
41. *L.Kohoutek, R.Wehmeyer*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 134, 255, 1999.

Ве-ЗВЕЗДА ХЕРБИГА HD 52721 - НОВЫЕ ПРИЗНАКИ ДВОЙСТВЕННОСТИ

Н.Г.БЕСКРОВНАЯ¹, М.А.ПОГОДИН¹, Г.Г.ВАЛЯВИН²,
Н.Р.ИХСАНОВ¹, И.С.ГУСЕВА¹, С.Е.ПАВЛОВСКИЙ¹,
Н.РУСОМАРОВ³, О.В.ЕЖКОВА⁴

Поступила 3 октября 2012

Принята к печати 5 декабря 2012

Результаты фотометрии и спектроскопии высокого разрешения Ве-звезды Хербига HD 52721, представленные в нашей предыдущей статье [1], дополнены новыми данными, полученными с эшелле-спектрографом, установленном на 2.1-м телескопе обсерватории Сан Педро Мартин (Энсенада, Мексика). Проведен также более детальный анализ данных *BVR*-фотометрии, полученных с 1987 по 1998гг. в Майлданакской обсерватории (Узбекистан). Он подтвердил, что на фазовой кривой блеска, построенной для орбитального периода $P = 1^d.610$, наблюдаются два минимума различной глубины, разделенные по фазе на 0.5, а также выявил эффект покраснения объекта на фазах минимумов. Обнаружено, что профили атмосферных линий HeI в области 4000–4500 Å в максимуме блеска более широкие, мелкие и асимметричные, чем в минимуме, что и должно наблюдаться в тесных двойных системах. Обсуждаются различные факторы, которые могут повлиять на формирование наблюдаемых профилей атмосферных линий. Результаты наблюдений подтверждают гипотезу о наличии плотной дискообразной газовой оболочки, окружающей систему, дающей заметный вклад в ее общий блеск и содержащей глобальную азимутальную неоднородность, вращающуюся синхронно с орбитальным движением компонентов системы. Подчеркивается необходимость новых спектральных наблюдений HD 52721 в области атмосферных линий, а также продолжения фотометрической программы для подтверждения существования и анализа устойчивых мелких вариаций на кривой блеска объекта.

Ключевые слова: *звезды:двойные системы:околосредная среда - объект: HD 52721*

1. *Введение.* В этой работе мы продолжаем фотометрическое и спектроскопическое исследование Ве-звезды Хербига HD 52721 (GU Cma, MWC 164, B2Vne, $V = 6^m.6$), первые результаты которого были опубликованы в статье [1].

HD 52721 известен как один из наиболее ярких и массивных молодых объектов в обширном комплексе звездообразования в созвездии Большого Пса, возраст которого оценивается в $2 \cdot 10^6$ лет. Его основной отличительной особенностью является циклическая фотометрическая переменность с периодом $P = 0^d.805$ [1-6]. В нашей первой работе [1] было показано, что HD 52721 представляет собой тесную двойную систему с компонентами, имеющими близкие параметры и поочередно затмевающими друг друга при орбитальном движении с периодом $P = 1^d.610$. Было также установлено,

что параметры эмиссионной линии $H\alpha$ и околозвездной компоненты линии HeI 6678 изменяются с тем же периодом.

За время, прошедшее с момента опубликования первой статьи [1], данные наблюдений были пополнены результатами эшелле-спектроскопии, проведенной в Обсерватории Сан Педро Мартир (Мексика). Были также заново переобработаны данные фотометрии, полученные в Майданакской обсерватории (Узбекистан) в 1987-1998гг. [5,6].

К сожалению, в тексте статьи [1] мы допустили ряд неточностей (г.о., в табл.1). Кроме того, ошибка в определении даты минимумов блеска на $0^d.5$ стала причиной смещения нулевой фазы на 0.308 на рис.5-8, иллюстрирующих фазовые изменения параметров околозвездных линий, что привело к дополнительным сложностям при интерпретации результатов наблюдений. В этой работе фазовые диаграммы спектральных параметров представлены в исправленном виде. Повторный анализ результатов наблюдений, дополненных новыми данными, привел к более полному и ясному пониманию общей картины явлений, происходящих в этой системе.

2. *Анализ фотометрических данных, полученных в Майданакской обсерватории.* Широкополосная $UBVR$ -фотометрия HD 52721 проводилась в 1987-1998гг. в Майданакской обсерватории (Узбекистан), и ее результаты опубликованы в работах [5,6]. Мы переобработали эти данные (около 700 BVR -измерений блеска), используя метод совмещения фазовых фрагментов, примененный нами ранее к данным ASAS (The All Sky Automated Survey) и описанный в [1]. Были также учтены тренды изменений блеска между различными сезонами наблюдений. В итоге были построены новые фазовые диаграммы блеска и показателей цвета, которые приводятся на рис.1. На них хорошо видно, что два минимума блеска имеют разную глубину. Стал заметен и цветовой эффект - в минимуме блеска объект становится краснее.

Сравнение фазовых зависимостей блеска и показателей цвета для периода $P=1^d.610$, представленных в разных работах, показывает, что:

а) отличие двух минимумов хорошо заметно на фазовых диаграммах блеска, построенных на основе длинных рядов наблюдений (продолжительностью несколько лет и общим числом фотометрических оценок в несколько сотен). Это относится как к данным ASAS [1], так и к майданакским данным;

б) локальные структуры на фазовой кривой блеска в области минимумов четко выявляются по данным ASAS, но только угадываются на диаграммах, построенных по результатам наблюдений на Кисловодской станции [1] и Майданакской обсерватории;

в) покраснение объекта в минимуме блеска обнаружено как по майданакским данным, так и в работах [3,7], относящихся к фотометрии в ESO в 1985г., т.е. во всех случаях, когда наблюдения проводились в нескольких

фотометрических полосах и, наконец,

г) локальные структуры в области максимумов блеска присутствуют на фазовой диаграмме 1985г. [3,7], а также на фазовой кривой блеска ASAS [1].

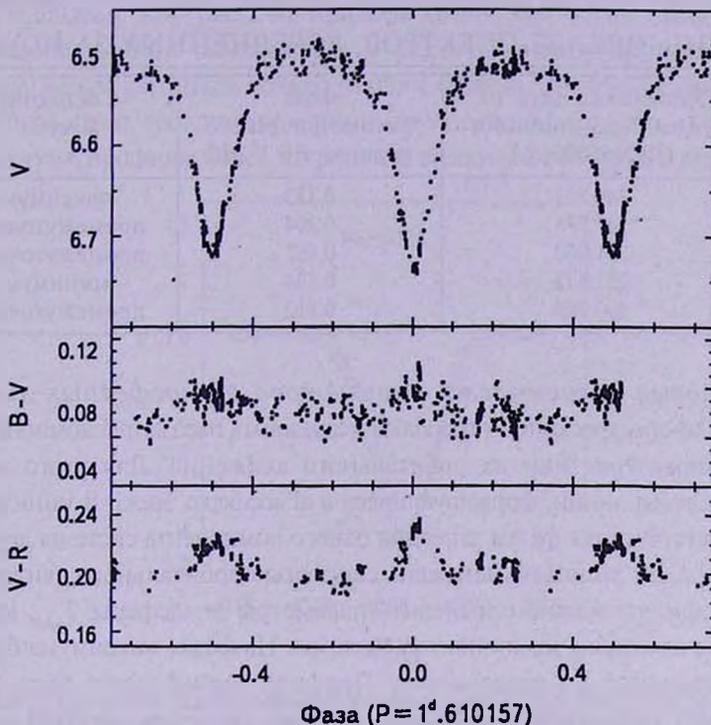


Рис.1. Фазовая кривая блеска и показателей цвета HD 52721 по майдаанакским данным 1987-1998 гг. для периода $P = 1^d.610$. Диаграммы построены методом совмещения фазовых фрагментов [1] с учетом долгопериодической переменности параметров (на масштабе месяцы-годы). Средняя точность измерения блеска составляет $0^m.01$, а цвета - $0^m.02$.

3. *Спектроскопические исследования.* Новые спектральные наблюдения HD 52721 были проведены в Обсерватории Сан Педро Мартир Национального Университета Мексики OAH SPM UNAM (Энсенада, Мексика) с использованием эшелле-спектрографа REOSC [8], установленном на 2.1-м телескопе. Спектрограф имеет разрешение $R = 17000$ и общий рабочий диапазон $\lambda\lambda 3800 - 6800 \text{ \AA}$ (26 спектральных порядков). В течение пяти ночей с 18 по 25 февраля 2010г. было получено более 40 спектров объекта (от 5 до 9 спектров за ночь) с временем экспозиции 3 минуты для каждого спектра. Обработка наблюдений проводилась с помощью пакета IRAF и включала в себя стандартные процедуры очистки от космических частиц, коррекции плоского поля, калибровки шкалы длин волн и аппроксимации континуума. Спектры, снятые в течение ночи, были усреднены, благодаря чему отношение сигнал/шум в результирующих спектрах составляет от 150

до 300 (в зависимости от погодных условий при наблюдениях). Информация о спектрах приводится в табл.1.

Таблица 1

ПЕРЕЧЕНЬ ЭШЕЛЛЕ-СПЕКТРОВ, УСРЕДНЕННЫХ ЗА НОЧЬ

Дата	Юлианская дата на середину экспозиции (JD2455000+...)	Фаза фотометрического периода $P = 1^d.610$	Состояние блеска
18.03.10	246.713	0.733	максимум
19.03.10	247.778	0.394	промежуточное
23.03.10	251.860	0.867	промежуточное
24.03.10	252.832	0.534	минимум
25.03.10	253.766	0.112	промежуточное

3.1. Фазовые зависимости параметров атмосферных линий.

Данные эшелле-спектроскопии позволяют исследовать параметры компонентов системы и характеристики их орбитального движения. Для этого могут быть использованы линии, формирующиеся в атмосферах звезд. В минимумах блеска, соответствующих фазам затмения одного компонента системы другим, ширина профилей линий не искажена скоростью орбитального движения. По этим профилям можно определить параметры атмосферы $T_{\text{эф}}$, $\log g$ и $V \sin i$, средние для обоих компонентов системы. На фазах максимума блеска звезды наблюдаются по отдельности. Профили линий могут быть либо раздвоенными, либо более широкими и узкими, если они спектрально не разрешаются. В этом случае профиль представляет собой суперпозицию двух отдельных профилей, принадлежащих каждому из компонентов. Если параметры звезд близки, но все-таки имеют некоторые различия (что как раз и ожидается в нашем случае), то общий профиль будет асимметричным, а его параметры (в частности, лучевая скорость) должны показывать циклические изменения с орбитальным периодом. Асимметрия профиля будет наибольшей, когда объект находится в состоянии максимума блеска, и должна исчезать на фазах фотометрических минимумов.

Количество имеющихся в нашем распоряжении эшелльных спектров HD 52721 недостаточно для построения детальных фазовых диаграмм (см. табл.1). Но среди них имеется один, соответствующий фазе максимума блеска ($\Phi = 0.733$) и один, полученный, когда объект был близок к фотометрическому минимуму ($\Phi = 0.534$), что позволяет сравнить профили атмосферных линий в двух противоположных состояниях блеска.

Мы использовали для анализа шесть голубых линий HeI 4009, 4026, 4121, 4144, 4388 и 4471, которые у звезд класса В считаются чисто атмосферными. Их профили, полученные на фазе фотометрического минимума ($\Phi = 0.534$), позволили оценить параметры атмосфер компонентов системы

в предположении, что эти параметры одинаковы для обеих звезд, а звезды имеют сферическую форму. Для расчета использовалась программа Пискунова SYNTH+ROTATE [9]. Наилучшее согласие между теорией и наблюдениями было достигнуто для модели с параметрами $T_{эфф} = 25000 \pm 1000^\circ \text{K}$, $\log g = 4.0$, $V \sin i = 200 \text{ км/с}$ (см. рис.2 на примере линии HeI 4026). Однако без учета эллипсоидальности компонентов и различий между их параметрами эта оценка может считаться только приближенной. Сравнение профилей этих линий на фазах максимума и минимума показало, что, как и ожидалось, в максимуме профили более широкие и мелкие. Это хорошо видно на рис.3

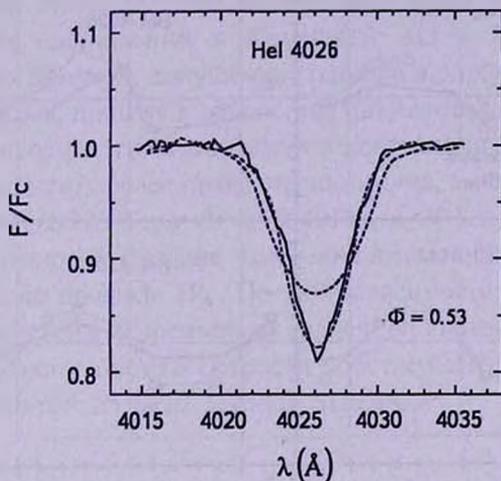


Рис.2. Сравнение нормированного профиля линии HeI 4026 Å на фазе фотометрического минимума ($\Phi = 0.53$) с теоретическими профилями, построенными для моделей: $T_{эфф} = 25000^\circ \text{K}$, $\log g = 4.0$, $V \sin i = 200$ и 300 км/с .

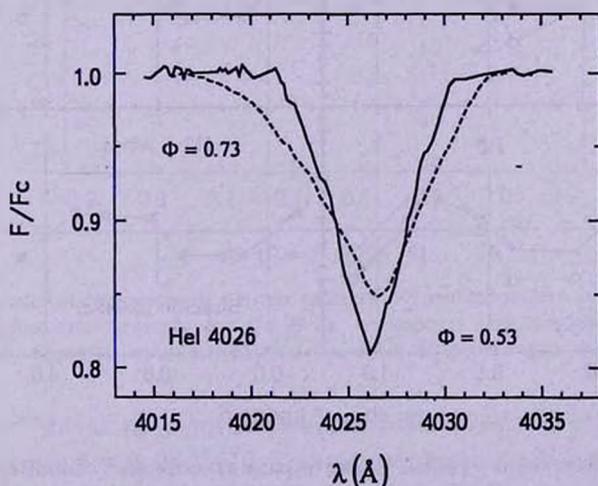


Рис.3. Сравнение нормированных профилей линии HeI 4026 Å, наблюдаемых в максимуме ($\Phi = 0.73$) и минимуме ($\Phi = 0.53$) блеска.

на примере линии HeI 4026. Кроме того, по всем шести линиям HeI оказалось, что на уровне $0.98 F_c$ (где F_c - уровень континуума) ширины линий в максимуме блеска больше на 240 ± 30 км/с по сравнению с фотометрическим минимумом, а на уровне 0.5 от глубины линии - на 100 ± 16 км/с. При этом, при средней глубине профилей $0.92 \pm 0.04 F_c$, в минимуме блеска они глубже на $0.040 \pm 0.005 F_c$.

На рис.4 показаны фазовые ($P=1^d.610$) диаграммы лучевой скорости

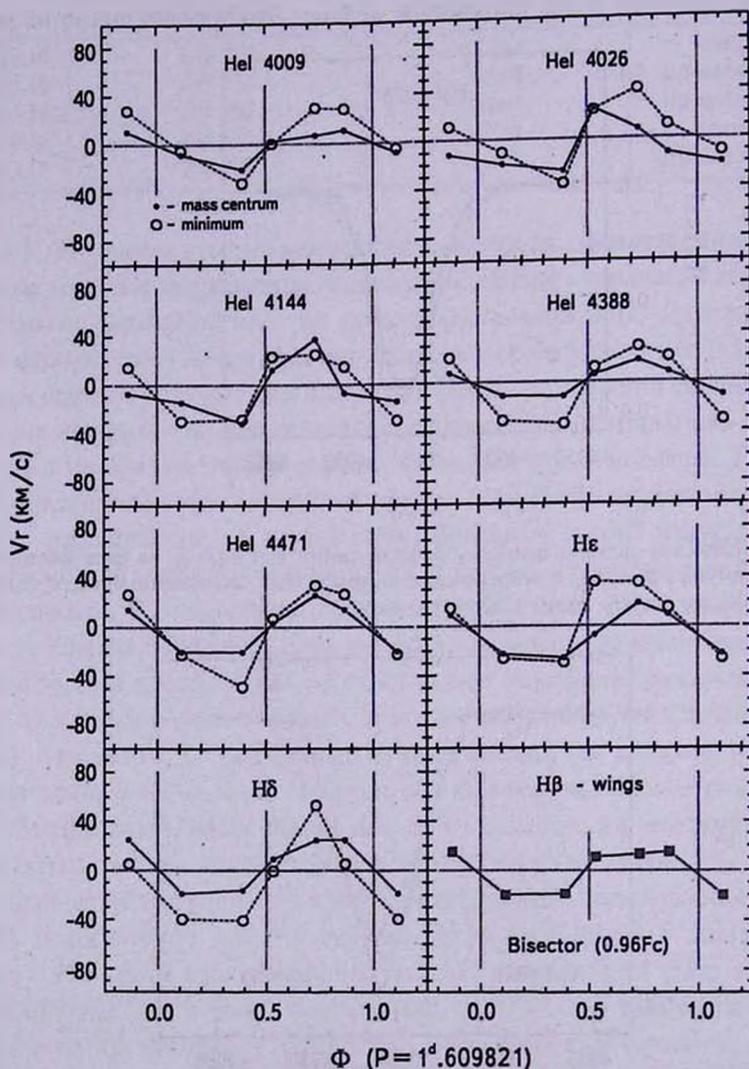


Рис.4. Фазовые изменения лучевой скорости ряда атмосферных линий для $P=1^d.610$. Светлые кружки соответствуют положению минимума интенсивности линии, темные кружки - лучевой скорости центра тяжести абсорбционного профиля. Для линии Hδ (нижняя правая панель) представлены фазовые изменения бисекторной скорости, измеренной для крыльев атмосферного профиля на уровне $0.96 F_c$ (темные квадраты).

нескольких линий HeI, а также бальмеровских линий H β и H γ , не имеющих видимых околозвездных компонент. Для линии H β показаны вариации бисекторной скорости атмосферной компоненты профиля, измеренной на уровне $0.96 F_c$. На рисунке видно, что полученные фазовые зависимости соответствуют ожидаемым для всех линий.

3.2. Фазовые зависимости параметров околозвездных линий.

Зависимости параметров линий H α и HeI 6678, имеющих околозвездные компоненты, от фазы фотометрического периода $P=1^d.610$ обсуждались в нашей первой статье [1]. Эти зависимости были построены по данным спектральных наблюдений в Крымской АО в 2009-2010гг. Как уже отмечалось во *Введении*, допущенная ошибка в определении нулевой фазы на величину 0.308, привела к искажению полученных фазовых зависимостей. Здесь мы приводим эти зависимости в исправленном виде. Нулевая фаза привязана к моменту более глубокого минимума, вычисляемого по формуле: $JD2455263.2416 \pm 2NP$, где $P=0^d.8049105$, а N - целое число.

На рис.5 показаны фазовые изменения лучевой скорости центра тяжести V_m эмиссионного профиля H α . По этой зависимости можно найти скорость центра масс системы относительно солнечной системы, $\gamma = +25.4$ км/с. Эта величина близка к оценке скорости собственного движения HD 52721, $+21.7$ км/с, взятой из базы данных SIMBAD.

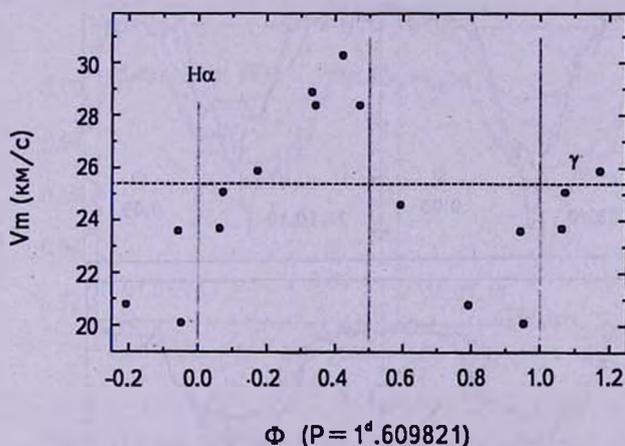


Рис.5. Зависимость скорости центра тяжести V_m эмиссионного профиля H α от фазы Φ фотометрического периода $P=1^d.610$. γ - скорость собственного движения центра масс системы. Средняя точность одного значения $V_m \pm 0.9$ км/с.

Рис.6 и 7 иллюстрируют нормированные профили линии HeI 6678 на разных фазах периода $P=1^d.610$. Уровень непрерывного спектра на рисунках проведен без учета его изменения вследствие циклической переменности блеска объекта. Для сравнения на рисунках показаны синтетические профили атмосферной линии HeI 6678, рассчитанные по программе Пискунова [9]

для моделей с различными значениями $V_{\sin i}$ (300 и 400 км/с). Эти модельные профили позволяют наглядно сравнивать ширину атмосферных крыльев профиля на разных фазах фотометрического периода.

Профиль линии HeI 6678 в спектре HD 52721 имеет комплексную структуру. На атмосферный профиль с широкими абсорбционными крыльями накладывается более узкий двойной эмиссионный профиль с центральным абсорбционным ядром, формирующийся в околозвездной оболочке.

На рисунках видно, что на фазах, близких к фотометрическим минимумам, крылья профиля заметно уже, чем в максимуме блеска. Двойной эмиссионный профиль мало заметен на фазах минимумов на фоне атмосферной подложки.

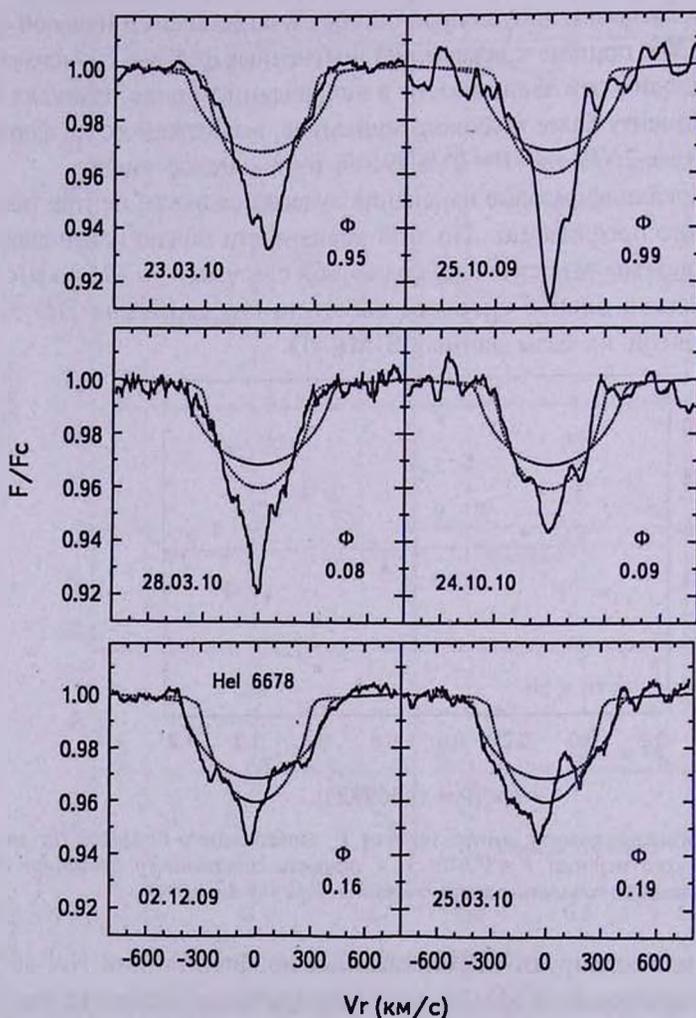


Рис.6. Изменения нормированного профиля линии HeI 6678 с фазой Φ фотометрического периода $P = 1^d.610$ в интервале фаз от -0.1 до 0.2 . Синтетические профили, рассчитанные для модели с $V_{\sin i} = 300$ и 400 км/с, приведены для сравнения.

Отношение интенсивностей его пиков меняется с фазой. В максимуме блеска между минимумом I (более глубоким) и минимумом II отношение $V/R < 1$, а между минимумами II и I - $V/R > 1$.

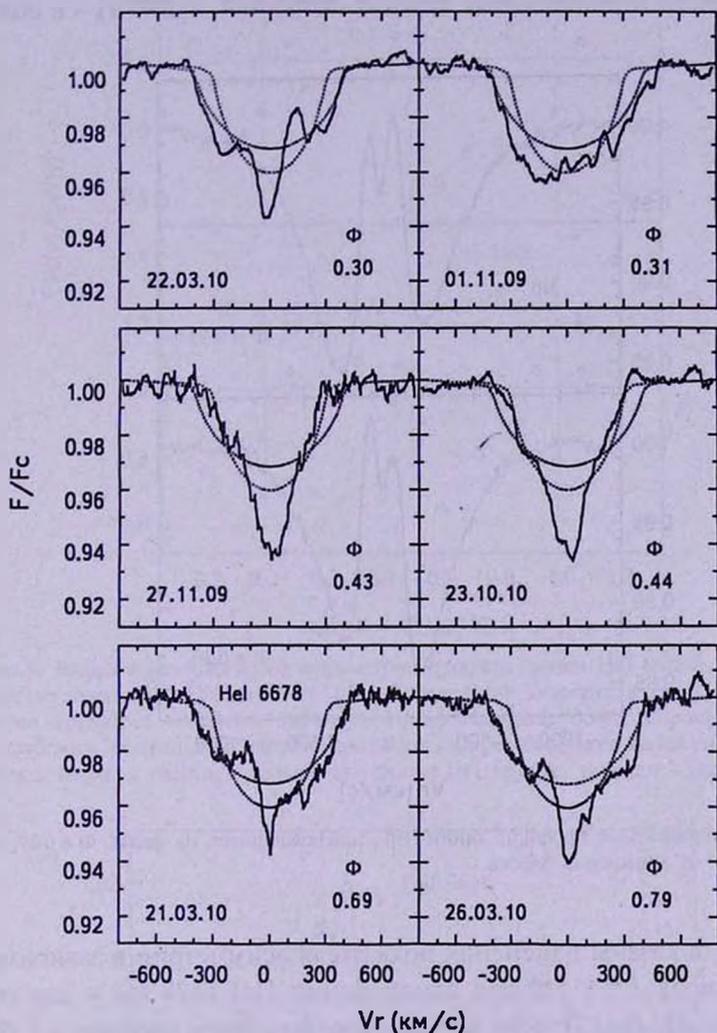


Рис.7. То же, что на рис.6, но для интервала фаз от 0.3 до 0.8.

На рис.8 показаны нормированные профили линии $H\beta$ на двух фазах, соответствующих максимуму блеска: между минимумами I и II ($\Phi = 0.39$) и между минимумами II и I ($\Phi = 0.73$), построенные по данным эшелле-спектроскопии в Мексике. Профиль этой линии имеет такую же комплексную структуру, как и у линии HeI 6678, но еще более четкую. Хорошо видно, что его изменения в точности соответствуют переменности, наблюдаемой в линии HeI 6678.

Для количественной оценки фазовых изменений профилей линий H β и HeI 6678 мы ввели так называемый показатель асимметрии профиля, определяемый как $EW(V)/EW(R)$, где $EW(V)$ - это эквивалентная ширина линии в области отрицательных лучевых скоростей, а $EW(R)$ - в области, где $V_r > 0$.

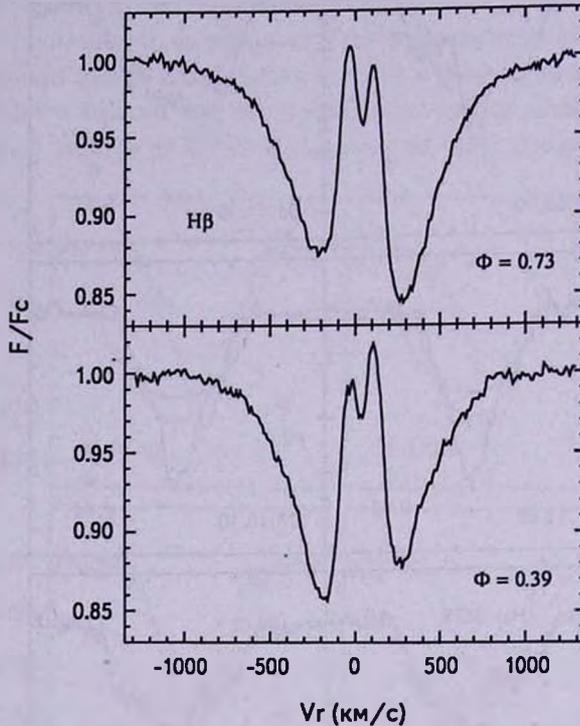


Рис.8. Нормированные профили линии H β , наблюдавшиеся на фазах $\Phi = 0.39$ и 0.73 по обе стороны от минимума блеска.

На рис.9 показаны изменения показателя асимметрии в зависимости от фазы периода $P = 1^d.610$ для одной линии HeI 6678 (а) и для обеих линий HeI и H β (б). Темные кружки соответствуют профилям с более узкими атмосферными крыльями, а светлые - с более широкими. Рисунок отчетливо показывает картину изменений: в минимумах блеска профиль становится узким и симметричным, а в максимумах - асимметричным и более широким. При этом на фазах между первым и вторым минимумом и между вторым и первым асимметрия носит противоположный характер.

Совершенно иное поведение демонстрируют эмиссионные линии FeII (см. рис.10). Они имеют P Cуг структуру и не показывают фазовых изменений. У наиболее сильной линии FeII $\lambda 5169$ (мультиплет 42) голубой край P Cуг абсорбции достигает лучевой скорости -1000 км/с.

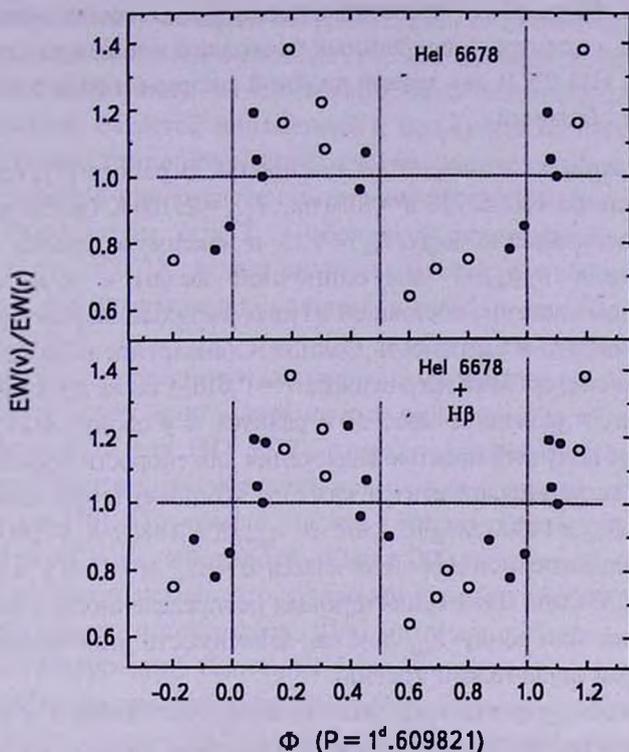


Рис.9. Зависимость показателя асимметрии профиля линии HeI 6678 Å и H β от фазы Φ фотометрического периода $P = 1^d.610$. Определение показателя приводится в тексте. Светлыми кружками помечены значения, соответствующие более широким профилям с менее глубоким центральным ядром. Черные кружки соответствуют более узким и глубоким профилям. Верхняя панель - только для линии HeI 6678 Å, нижняя - для обеих линий.

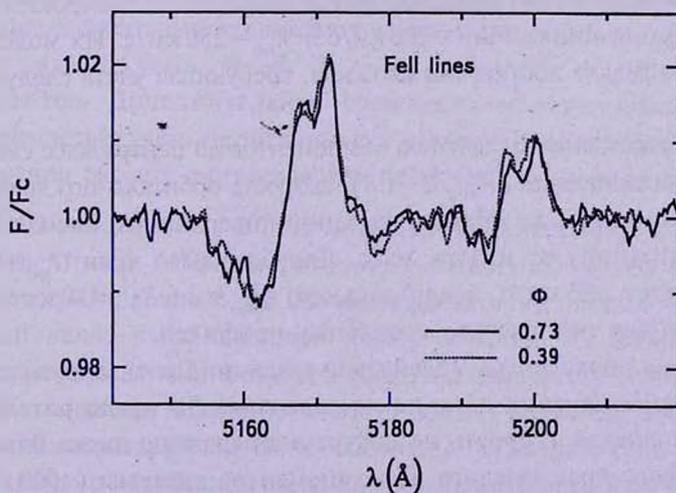


Рис.10. Нормированные профили линий FeII в спектре HD 52721 на фазах $\Phi = 0.39$ и 0.73 для периода $P = 1^d.610$.

4. *Дискуссия.* Результаты обработки и первичного анализа полученных фотометрических и спектральных данных позволяют сделать ряд выводов о характеристиках HD 52721 как тесной двойной системы и об особенностях ее околосредней оболочки.

4.1. *Параметры компонентов системы.* В работе [7], где было принято расстояние до HD 52721 $d = 1050$ пк, $T_{\text{эф}} = 25100$ К (как и в нашей работе) и светимость объекта $\log(L/L_{\odot}) = 4.25$ в максимуме блеска, оценка радиуса R составила $R/R_{\odot} = 7$ для одиночной звезды и $R/R_{\odot} = 5$ для компонента двойной системы, состоящей из двух звезд одинакового радиуса. Здесь R_{\odot} и L_{\odot} - радиус и светимость Солнца. Стандартное выражение для функции масс, величина орбитального периода $P = 1^d.610$, а также предположение о круговых орбитах и равенстве масс M и радиуса R у обоих компонентов системы позволяют получить простые выражения для скорости орбитального движения $V_{\text{орб}}$ и расстояния от центра каждого компонента системы до ее центра масс $r_{\text{орб}}$: $V_{\text{орб}} = 115(M/M_{\odot})^{1/3}$ км/с и $r_{\text{орб}}/R = 3.68(R/R_{\odot})^{-1}(M/M_{\odot})^{1/3}$. Для величины M , характерной для звезд класса B1-B2, $M = 10 M_{\odot}$, находим: $r_{\text{орб}} = 1.58 R$ и $V_{\text{орб}} = 250$ км/с. Даже существующая неопределенность в значении M не сильно влияет на оценку $V_{\text{орб}}$, так как зависимость этой величины от M достаточно слабая (кубический корень).

С другой стороны, упрощенный модельный расчет глубины и продолжительности фотометрического минимума для системы из двух одинаковых звезд сферической формы приводит к оценке $r_{\text{орб}} = 1.62 R$ и $i = 66^\circ$, где i - угол наклона оси вращения системы к лучу зрения. Таким образом, оценки $r_{\text{орб}} = 1.6 R$, полученные различными методами, хорошо согласуются.

Профили атмосферных линий, наблюдаемых в максимуме блеска ($\Phi = 0.73$), на первый взгляд представляются недостаточно широкими при предполагаемых значениях $V \sin i = 200$ км/с и $V_{\text{орб}} = 250$ км/с. Их модельная интерпретация - задача достаточно сложная, требующая учета следующих факторов:

1. Так как расстояния от центров компонентов до центра масс системы сопоставимы с их радиусами ($r_{\text{орб}}/R \sim 1.6$), скорость орбитального движения будет по разному влиять на области звездной поверхности, находящиеся на разных расстояниях от центра масс. Для ближнего края ($r_{\text{орб}} = 0.6 R$) скорость $V_{\text{орб}}$ будет ~ 95 км/с, а для дальнего ($r_{\text{орб}} = 2.6 R$) ~ 410 км/с, что должно учитываться при расчете модельных профилей.

2. Геометрия области взаимодействия газового диска, окружающего систему, с ее компонентами пока не исследована. По предварительным оценкам, кеплеровская скорость на внутренней границе диска близка к скорости внешнего края каждого из компонентов системы (~ 600 км/с), однако для восстановления полной картины взаимодействия требуются точные модельные расчеты. Если это взаимодействие приведет к допол-

нительному нагреву звездной поверхности, то в случае синхронизированного орбитального движения в системе (т.е. когда ориентация разных областей звездной поверхности относительно оси, соединяющей центры масс компонентов, остается неизменной), возможно появление устойчивого азимутального температурного градиента на звездной поверхности. Учет этого градиента при расчете синтетических профилей также необходим.

3. Температура газа T_g в оболочке, окружающей систему из двух звезд с $T_{\text{эфф}} = 25000^\circ \text{K}$, может оказаться настолько высокой ($T_g \sim 15\text{-}20$ тыс градусов), что ее оптическая толщина в голубых линиях HeI (в диапазоне $\lambda 4000\text{-}4500\text{\AA}$) будет достаточной, чтобы атмосферные профили этих линий оказались подвергнуты искажающему влиянию околосреды. Это влияние может носить переменный характер, а из литературы известно, что оценки $V \sin i$ для HD 52721 в предположении, что объект является одиночной звездой, оказывались в широких пределах от 243 ± 93 км/с до 456 ± 2 км/с [10]. Последняя оценка хорошо согласуется с величинами, полученными в нашей работе: $V \sin i = 200$ км/с плюс и $V_{\text{орб}} = 250$ км/с. Однако, следует отметить, что заливание крыльев профилей околосреды эмиссией может происходить и в минимуме блеска. В этом случае потребуются коррекция величины $V \sin i$, определенной нами по профилям линий, наблюдаемых на фазе $\Phi = 0.53$.

Для более детального анализа параметров компонентов системы и их орбитального движения требуются новые данные эшелюной спектроскопии, полученные на разных фазах орбитального движения и в периоды наименьшего искажения профилей атмосферных линий околосреды оболочкой. В общей постановке задача является многопараметрической и предполагает модельные расчеты профилей атмосферных линий объекта на разных фазах орбитального движения компонентов системы, где параметрами модели должны быть M , R , $T_{\text{эфф}}$, $\log g$, $V \sin i$ и $V_{\text{орб}}$ для каждого из компонентов. Дополнительная сложность моделирования связана с необходимостью учета несферичности компонентов синхронизированной системы при расчете синтетических профилей атмосферных линий.

4.2. *Околосредная оболочка.* Наблюдаемый эффект покраснения показателей цвета на фазах фотометрических минимумов (см. раздел 2) позволяет предположить, что оболочка достаточно плотна, чтобы вносить заметный вклад в наблюдаемый блеск объекта. На фазах минимумов контраст между излучением звезд и оболочки становится меньше, поскольку уменьшается вклад излучения звезд в общий блеск системы. А так как цветовая температура излучения оболочки должна быть существенно ниже по сравнению с излучением звезд-компонентов, общее излучение системы становится краснее. Эта плотная газовая оболочка должна представлять собой диск, окружающий систему в целом, о чем говорят двойные

эмиссионные профили линий $H\beta$ и HeI 6678. Ориентация диска, как и орбита системы, близка к положению "с ребра" с $i=70^\circ$ (см. раздел 4.1).

На больших широтах у звезд-компонентов системы должен присутствовать звездный ветер, разгоняемый давлением излучения звезд, так как их спектральный класс более ранний, чем В3 [11]. Признаки такого ветра отчетливо наблюдаются в линиях $FeII$ (рис.10), указывая на скорость истечения, достигающую -1000 км/с.

Фазовые изменения профилей линий $H\beta$ и HeI 6678 (см. рис.6-9), а также лучевой скорости центра тяжести эмиссионного профиля $H\alpha$ (рис.5) свидетельствуют о существовании в дисковой оболочке глобальной азимутальной неоднородности, вращающейся синхронно с орбитальным движением компонентов системы. Анализ этих изменений показывает, что неоднородность должна располагаться около компонента I (ответственного за минимум I) в месте пересечения диска линией, соединяющей компоненты.

Природа этой неоднородности остается предметом дальнейшего исследования. Мы можем предположить, что это может быть динамическое образование в виде гипотетического струйного истечения из системы в оболочку, если система является взаимодействующей. Таким образованием может также оказаться асимметричный фронт взаимодействия звездного ветра, истекающего из каждого из двух компонентов системы, если плотность истечения у них различная (см., например, [12]).

Околзвездный диск молодого объекта HD 52721 имеет, по-видимому, реликтовую природу. Но у звезд с сильным звездным ветром у диска может быть дополнительная подпитка веществом за счет части звездного ветра, сжимающегося в направлении экваториальной плоскости. Этот процесс описывается WCD-моделью для горячих классических Ве-звезд [13]. Согласно [14], эта модель может эффективно описывать наблюдаемые явления только в присутствии магнитного поля порядка $10-100$ Гс.

Присутствие на фазовых кривых блеска устойчивых локальных деталей (см. раздел 2) может быть также связано с существованием в оболочке неоднородностей, вращающихся синхронно с орбитальным движением компонентов системы. Однако само наличие таких деталей должно быть подтверждено дополнительными фотометрическими наблюдениями.

4. *Заключение.* Представленные результаты были получены в ходе новых наблюдений HD 52721, а также пересмотра более ранних данных, частично опубликованных различными авторами (в том числе и нами). В итоге было установлено, что:

1. HD 52721 представляет собой тесную двойную систему, включающую две В1-В2 звезды с близкими параметрами, с расстоянием между компонентами порядка 3.2 радиуса, среднего для двух звезд системы, и орбитальным периодом $P=1^d.610$.

2. Система окружена плотной газовой оболочкой, ориентированной по отношению к наблюдателю почти "с ребра" ($i=70^\circ$). Благодаря высокой плотности газа оболочка дает заметный вклад в общий блеск системы, а из-за ее высокой температуры ($T_e \sim 15-20$ тыс градусов) она может искажать профили атмосферных линий HeI в спектральной области $\lambda\lambda 4000-4500\text{Å}$, что затрудняет детальное исследование параметров компонентов системы и характеристик их орбитального движения.

3. Дискообразная оболочка имеет глобальную азимутальную неоднородность, вращающуюся синхронно с орбитальным движением компонентов системы. В статье обсуждается возможная природа подобной неоднородности.

Сложная структура системы, а также недостаток наблюдательных данных стали причиной того, что остались нерешенными следующие вопросы:

1. Неизвестны точные параметры каждого из компонентов системы и характер их взаимодействия.

2. Не определены точно параметры орбит каждого из компонентов системы.

3. Остается пока неясным характер взаимодействия между системой и ее оболочкой и, в частности, причина возникновения в оболочке азимутальных неоднородностей, вращающихся синхронно с орбитальным движением компонентов системы.

Для решения этих проблем требуется в первую очередь:

а) получить новые данные эшельной спектроскопии на разных фазах орбитального периода $P=1^d.610$ и, по возможности, в сезоны наименьшего влияния околосредней среды на профили атмосферных линий в спектральном диапазоне $4000-4500\text{Å}$.

б) продолжить фотометрическую программу, в частности, для подтверждения и исследования устойчивых мелких структур на фазовой кривой блеска.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН № 21, Программы ОФН РАН №17, Программы "Ведущие научные школы" (грант № НШ-1625.2012.2) и Федеральной Целевой Программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 (XXXVII очередь, мероприятие 1.2.1 и №8394).

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: beskrovnaya@yahoo.com, pogodin@gao.spb.ru

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный университет, математико-механический факультет, кафедра астрофизики

⁴ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Be HERBIG STAR HD 52721 - NEW SIGNS OF BINARITY

N.G.BESKROVNAYA¹, M.A.POGODIN¹, G.G.VALYAVIN²,
N.R.IKHSANOV¹, I.S.GUSEVA¹, S.E.PAVLOVSKIY¹,
N.RUSOMAROV³, O.V.EZHKOVA⁴

We supplement results of photometric and high-resolution spectroscopic observations of the Herbig Be star HD 52721 presented in our previous paper [1] with the new data from echelle-spectroscopy performed with the 2.1-m telescope at the San Pedro Martir Observatory (Ensenada, Mexico). We have also examined in more detail *BVR*-photometric data obtained in 1987-1998 at the Maidanak Observatory (Uzbekistan). Our analysis has confirmed that the light curve folded with the orbital period $P=1^d.610$ contains two unequal minima separated by half a period and revealed reddening of the object at the phases of photometric minima. We show that at the phases of maximum brightness the profiles of HeI atmospheric lines in the spectral region 4000-4500 Å appear to be more asymmetric, broad and shallow in comparison with the phase of minimum which is expected in the close binary systems. We discuss different factors which could influence the formation of observed profiles of photospheric lines. Our results favor the hypothesis about a presence of the dense disk-like envelope surrounding the system and contributing a significant amount to its total brightness. The envelope is likely to contain azimuthal inhomogeneity rotating synchronously with the orbital movement of the system components. We emphasize a necessity to continue both spectroscopic observations of HD 52721 in the regions of photospheric lines and its photometric monitoring to confirm an existence and examine stable details on the light curve of the object.

Key words: stars:binary systems:circumstellar matter - individual:HD 52721

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Погодин, Н.Г.Бескровная, И.С.Гусева, С.Е.Павловский, Н.Русомаров, *Астрофизика*, 54, 243, 2011.
2. J.J.Claria, *Astron. J.*, 79, 1022, 1974.
3. F.Praderie, C.Catala, J.Czarny, H.R.E.Tjin A Djie, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 89, 91, 1991.
4. ESA, the Hipparcos Catalogue, ESA SP-1200, 1997.
5. O.V.Ezhkova, *IBVS*, 4693, 1, 1999.
6. O.V.Ежкова, Исследование фотометрической и спектральной переменности

избранных Ae/Be звезд Хербига, кандидатская диссертация, Ташкент, 2000.

7. *H.R.E.Tjin A Dje, M.E. van den Ancker, P.F.C.Blondel et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 325, 1441, 2001.
8. *S.Levine, D.Chakrabarty*, IA-UNAM, Technical Report № MU-94-04, 1994.
9. *N.E.Piskunov*, in: Stellar Magnetism, 92, Nauka, St.Petersburg, 1992.
10. *Y.Fremat, C.Neiner, A.-M.Hubert et al.*, Astron. Astrophys., 451, 153, 2006.
11. *F.Strafella, S.Pezutto, G.G.Corciulo et al.*, Astrophys. J., 505, 299, 1998.
12. *V.V.Usov*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 252, 49, 1991.
13. *J.E.Bjorkman, J.P.Cassinelli*, Astrophys. J., 409, 429, 1993.
14. *J.Porter*, Astrophys. J., 324, 597, 1997.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ГРУППЫ УМЕРЕННЫХ БАРИЕВЫХ ЗВЕЗД

М. РОХАС¹, Н. А. ДРАКЕ¹, К. Б. ПЕРЕЙРА², А. Ф. ХОЛТЫГИН¹

Поступила 2 октября 2012

Принята к печати 5 декабря 2012

Представлены результаты спектроскопических исследований пяти пекулярных звезд (CD-65°2893, HD 22229, HD 66812, HD 56523 и HD 31341), у которых предполагается повышенное содержание элементов s-процесса. Проанализированы наблюдения данных звезд с высоким спектральным разрешением, которые были выполнены в 2008г. на 2.2-м телескопе Европейской Южной Обсерватории (ESO) в Чили со спектрографом FEROS. Определены эволюционный статус и фундаментальные параметры звезд, такие как: эффективная температура, ускорение силы тяжести на поверхности звезды, микротурбулентная скорость, металличность, а также определено содержание химических элементов, в том числе элементов s-процесса, в атмосферах исследуемых звезд.

Ключевые слова: *Пекулярные звезды; Бариевые звезды - Химический состав; эволюционный статус*

1. *Введение.* Большинство звезд гигантов поздних спектральных классов имеют нормальный, близкий к солнечному химический состав. Однако у ряда таких звезд обнаружены заметные химические аномалии. К таким звездам относятся бариевые звезды (Ba II-звезды), в спектрах которых значительно усилены линии Ba II. Многолетние наблюдения выявили у многих классических бариевых звезд изменения лучевых скоростей [1], свидетельствующие об их двойственности. Анализ полученных функций масс привел к выводу, что масса спутника бариевой звезды должна составлять $0.2 - 0.6 M_{\odot}$, что означает, что спутники являются белыми карликами [2].

Работы по классификации бариевых весьма многочисленны [1,3-6]. Первоначально бариевые звезды классифицировались по интенсивности линий Ba II ($\lambda 4554\text{\AA}$) и других тяжелых элементов. Позднее анализ спектрограмм с низкой дисперсией привел к обнаружению звезд, у которых усиление линий Ba II было небольшим, промежуточным между тем, что наблюдается для нормальных гигантов и для Ba II-звезд. Для обозначения таких объектов в спектральной классификации был введен символ Ba 0-звезды, и они стали называться умеренными бариевыми звездами, в отличие от классических бариевых звезд (или Ba II-звезд). Таким образом, согласно современным представлениям, подкласс бариевых звезд состоит из двух групп - классических Ba II-звезд и умеренных бариевых Ba 0-звезд.

Исследования содержаний химических элементов в атмосферах умеренных бариевых звезд не столь многочисленны, как в случае классических бариевых звезд, однако и они привели к некоторым вполне определенным выводам. В отличие от классических бариевых звезд, которые имеют избыток углерода, у умеренных бариевых звезд его содержание не отличается от содержания в нормальных красных гигантах, составляющего примерно -0.3 dex [7,8]. Содержания элементов s-процесса в атмосферах умеренных бариевых звезд выше, чем в нормальных гигантах, но меньше, чем в случае классических бариевых звезд [5,9,10].

В настоящей работе представлены результаты исследований пяти звезд, в спектрах которых возможно усилены линии, принадлежащие элементам s-процесса. Эти звезды включены в табл.2 (Marginal Ba II stars), приведенную в работе [11] и составленную по результатам анализа наблюдений с низким спектральным разрешением ($108 \text{ \AA}/\text{мм}$ области линии $\text{H}\gamma$). В настоящей работе впервые проводится анализ спектров высокого разрешения этих звезд, полученных в 2008г. на 2.2-м телескопе Европейской Южной Обсерватории (ESO) в Чили со спектрографом FEROS.

В разделе 2 работы описаны выполненные наблюдения и их обработка. Результаты определения параметров исследуемых звезд представлены в разделе 3, результаты определения их химического состава - в разделе 4. В разделе 5 обсуждается эволюционный статус программных звезд. В

Таблица 1

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОГРАММНЫХ ЗВЕЗД И СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ s-ПРОЦЕССА В ИХ АТМОСФЕРАХ

Звезда:	CD-65°2893	HD 22229	HD 66812	HD 56523	HD 31341
α	23 ^h 02 ^m 59 ^s .9	03 ^h 33 ^m 23 ^s .4	08 ^h 03 ^m 29 ^s .6	07 ^h 16 ^m 59 ^s .7	04 ^h 53 ^m 49 ^s .7
δ	-65°03'02".3	-37°06'17".8	-42°56'54".0	-08°44'02".8	-26°25'45".0
спектр. класс	G8	K0II	G8II	K0	K0II
V	9.35	9.00	6.28	8.09	8.95
π	...	1.17	4.03	...	2.80
v_{rad} (км/с)	84.6	29.6	14.5	8.4	-4.6
Фундаментальные параметры звезд					
T_{eff} (K)	4900	4760	4960	4900	4860
$\log g$ (км/с ²)	2.3	2.3	2.2	1.9	2.7
ξ (км/с)	1.3	1.3	1.8	1.8	1.2
[Fe/H] (dex)	-0.8	0.2	0.0	-0.1	0.2
Содержания элементов s-процесса					
[s/Fe]	0.41	0.37	0.35	0.41	0.34
[hs/Fe]	0.44	0.34	0.44	0.50	0.44
[ls/Fe]	0.36	0.44	0.17	0.24	0.14
[hs/ls]	0.08	-0.10	0.27	0.26	0.30

последнем разделе приводятся выводы, сделанные на основании анализа спектров программных звезд.

2. *Наблюдения и обработка спектров.* Спектральные наблюдения были проведены в 2008г. на 2.2-м телескопе Европейской Южной Обсерватории (ESO) в Чили с высоким отношением сигнал/шум ($S/N \geq 100$). Все наблюдения выполнены с использованием спектрографа FEROS, имеющего высокую эффективность ($\sim 20\%$) и спектральное разрешение $R = 48000$. Эшельные спектры программных звезд охватывают область 3700-9200 Å.

В табл.1 для каждой из исследуемых нами звезд приведены прямое восхождение, склонение, звездная величина в полосе V и спектральный класс, взятые из базы данных Simbad. Параллаксы π , приведенные в шестом столбце таблицы, взяты из работы [12].

Обработка наблюдений проводилась с помощью пакета IRAF (<http://iraf.noao.edu>). Для определения лучевых скоростей звезд использовались неблендированные спектральные линии с хорошо известными длинами волн. Результаты определения лучевых скоростей звезд v_{rad} даны в табл.1.

3. *Определение фундаментальных параметров программных звезд.* В настоящей работе были использованы модели атмосфер [13], рассчитанные на основе предположений о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). В спектрах исследуемых звезд наблюдается много линий поглощения нейтрального (Fe I) и ионизованного (Fe II) железа, которые имеют различные эквивалентные ширины и наиболее подходят для определения физических параметров звезд. Для измерения эквивалентных ширин были отобраны неблендированные линии (в основном мы ограничивались линиями с эквивалентной шириной $W_\lambda \leq 150 \text{ mÅ}$).

Значения сил осцилляторов и другие параметры линий Fe I и Fe II были взяты из работы [15]. Для определения параметров атмосфер исследуемых звезд использовалась текущая (<http://verdi.as.utexas.edu/moog.html>) версия пакета MOOG [14].

Определение параметров атмосферы звезд проводилось итеративно на основании анализа линий поглощения нейтрального и ионизованного железа. В качестве начального приближения использовались параметры атмосферы, основанные на фотометрических данных или данных из литературных источников. По этим параметрам рассчитывалась начальная модель атмосферы рассматриваемой звезды. Из сравнения модельных и наблюдаемых спектров определялись содержания железа $N(\text{Fe})$ по всем отобранным линиям Fe I. Далее анализировалась зависимость содержания железа $N(\text{Fe})$ в функции эквивалентной ширины W_λ каждой линии. В случае ненулевого коэффициента линейной регрессии зависимости $N(\text{Fe})$ от W_λ изменялось значение микротурбулентной скорости ξ . Указанная процедура повторялась вплоть до достижения нулевого значения коэффи-

циента регрессии.

Эффективные температуры исследуемых звезд также определялись итеративно. Для этой цели использовалась зависимость содержания железа от потенциала возбуждения нижнего уровня рассматриваемой линии χ . Значение эффективной температуры в рассчитываемой модели варьировалось таким образом, чтобы добиться отсутствия значимой зависимости содержания железа от χ .

На каждом из этапов итерационной процедуры вычислялось среднее значение содержания железа по всем линиям Fe I и определялась металличность звезды $[Fe/H]$. Итерации повторялись до тех пор, пока не достигались нулевые значения коэффициентов регрессии на диаграммах содержание железа - эквивалентная ширина линии W_λ и содержание железа - χ , а также пока значение металличности, среднее для содержаний по линиям Fe I, не будет соответствовать металличности модели.

Далее проводился анализ ионизационного равновесия железа в атмосфере звезды. Используя параметры модели атмосферы, полученные по линиям Fe I, вычислялось среднее содержание железа по линиям Fe II ($[Fe/H]_{FeII}$) и проверялось, соответствует ли оно содержанию, полученному по линиям Fe I ($[Fe/H]_{FeI}$). При несовпадении этих величин изменялось значение ускорения силы тяжести вплоть до достижения равенства $[Fe/H]_{FeI} = [Fe/H]_{FeII}$. Отметим, что хотя само химическое содержание железа, полученное по линиям Fe I, мало зависит от величины ускорения силы тяжести, варьирование $\log g$ изменяет решение для Fe II.

В результате описанной итерационной процедуры получаем решение уравнений возбуждения уровней и ионизационного равновесия, а также величину микротурбулентной скорости ξ .

В окончательном решении нет зависимости содержания железа, полученного для различных линий, от эквивалентных ширин и потенциалов возбуждения линий, что подтверждает правильность выполненной нами процедуры определения параметров программных звезд. Полученные нами значения параметров атмосфер исследуемых звезд приведены в табл.1.

4. *Определение химического состава.* Нами определены содержания всех указанных элементов в атмосферах программных звезд. Для определения химического содержания элементов использовались эквивалентные ширины линий ионов Na I, Mg I, Al I, Si I, Ca I, Sc I, Ti I, Cr I, Ni I, Y I, Zr II, Ba II, La II, Ce II и Nd II. Атомные данные для линий, используемых при анализе химического состава, взяты из работ [16-33].

В табл.2 приведены результаты определения химического состава фотосферы звезды HD 66812 и погрешности определенных содержаний. В первой колонке таблицы дано обозначение иона, по линиям которого

Таблица 2

ХИМИЧЕСКИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В ФОТОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ HD 66812 И ИХ ПОГРЕШНОСТИ. ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЧЕРТОЙ ОТДЕЛЕНЫ ЭЛЕМЕНТЫ s-ПРОЦЕССА

Элем.	n	logε	[X/H]	[X/Fe]	ΔT_{eff}	$\Delta \log g$	$\Delta \xi$	ΔW_λ	$(\Sigma \sigma^2)^{1/2}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
Fe I	37	7.50±0.13	-0.02	+0.09	+0.01	-0.07	+0.05	0.12
Fe II	8	7.50±0.11	-0.02	-0.08	+0.15	-0.09	+0.05	0.20
Na I	2	6.57±0.01	0.24	0.26	+0.10	-0.06	-0.07	+0.04	0.11
Mg I	1	7.71	0.13	0.15	+0.04	-0.06	-0.05	+0.03	0.03
Al I	3	6.49±0.03	0.02	0.04	+0.06	-0.01	-0.03	+0.04	0.08
Si I	7	7.71±0.04	0.16	0.18	0.00	+0.04	-0.04	+0.05	0.08
Ca I	3	6.50±0.06	0.14	0.16	+0.13	-0.03	-0.12	+0.05	0.19
Sc II	3	3.35±0.10	0.25	0.27	-0.01	+0.13	-0.08	+0.06	0.16
Ti I	6	4.99±0.04	0.00	0.02	+0.17	-0.01	-0.07	+0.04	0.19
Cr I	3	5.61±0.07	-0.06	-0.04	+0.17	-0.01	-0.10	+0.05	0.18
Ni I	6	6.34±0.04	0.09	0.11	+0.09	+0.03	-0.11	+0.06	0.16
Y II	2	2.37±0.03	0.13	0.15	-0.01	+0.14	-0.04	+0.06	0.09
Zr I	3	2.75±0.02	0.16	0.18	+0.20	-0.01	-0.01	+0.06	0.21
Ba II	1	2.80	0.67	0.69	+0.04	+0.07	-0.12	+0.03	0.15
La II	4	1.50±0.06	0.28	0.30	+0.02	+0.14	-0.02	+0.06	0.15
Ce II	3	1.87±0.05	0.32	0.34	+0.01	+0.13	-0.06	+0.07	0.16
Nd II	8	1.91±0.09	0.41	0.43	+0.02	+0.13	-0.04	+0.06	0.15

определялось содержание элемента. Во второй - указано количество используемых для определения содержания линий. В колонке 3 для каждого элемента даны усредненные содержания в логарифмической шкале ($\log \epsilon = \log(N(X)/N(H)) + 12$), где $N(X)$ - полное содержание элемента X в фотосфере, а в колонке 4 - избытки $[X/H]$ содержаний химических элементов относительно соответствующих содержаний на Солнце: $[X/H] = \log[N(X)/N(H)]_* - [(X)/N(H)]_\odot$, где индексы * и \odot указывают, что содержания относятся к звезде или Солнцу, соответственно.

В колонке 5 дано содержание элементов на поверхности звезд относительно содержания железа $[X/Fe]$, в колонках 6-9 даны абсолютные ошибки (в dex) эффективной температуры звезды $\sigma_{\Delta T_{eff}}$, логарифма ускорения силы тяжести $\sigma_{\Delta \log g}$, микротурбулентной скорости $\sigma_{\Delta \xi}$ и эквивалентной ширины линии $\sigma_{\Delta W_\lambda}$, соответственно.

Величина $(\Sigma \sigma^2)^{1/2}$ в последней колонке - эффективная систематическая ошибка

$$(\Sigma \sigma^2)^{1/2} = \sqrt{(\sigma_{\Delta T_{eff}})^2 + (\sigma_{\Delta \log g})^2 + (\sigma_{\Delta \xi})^2 + (\sigma_{\Delta W_\lambda})^2} \quad (1)$$

Для остальных программных звезд получены систематические ошибки

близкие к полученным для HD 66812.

В табл.3 приведены результаты анализа химического состава фотосфер всех программных звезд. В первой колонке таблицы дано обозначение иона. Во второй колонке указано содержание рассматриваемого элемента $\log \epsilon$ в логарифмической шкале, а в колонке 3 - избытки $[X/H]$ содержаний химических элементов относительно соответствующих содержаний на Солнце для звезды CD-65°2893. В столбцах 4-11 даны значения содержаний $\log \epsilon$ и $[X/H]$ для остальных программных звезд.

Таблица 3

ХИМИЧЕСКИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗД

Элем.	CD-65°2893		HD 22229		HD 66812		HD 56523		HD 31341	
	$\log \epsilon$	$[X/Fe]$								
Fe I	6.72±0.07	...	7.70±0.14	...	7.50±0.13	...	7.43±0.13	...	7.74±0.15	...
Fe II	6.78±0.06	...	7.70±0.15	...	7.50±0.11	...	7.44±0.14	...	7.72±0.12	...
Na I	5.92±0.01	0.34	6.59	0.08	6.57±0.01	0.26	6.45	0.21	6.57	0.02
Mg I	7.21	0.38	7.84±0.06	0.08	7.71	0.15	7.62±0.05	0.13	7.72±0.05	-0.08
Al I	6.00±0.01	0.28	6.72±0.01	0.07	6.49±0.03	0.04	6.44±0.01	0.06	6.64±0.01	-0.05
Si I	7.22±0.05	0.42	7.89±0.05	0.16	7.71±0.04	0.18	7.61±0.02	0.15	7.87±0.03	0.10
Ca I	5.98±0.03	0.37	6.58±0.02	0.04	6.50±0.06	0.16	6.27±0.03	0.00	6.68±0.03	0.10
Sc II	2.78±0.06	0.43	3.42±0.03	0.14	3.35±0.10	0.27	3.10±0.02	0.09	3.69±0.03	0.37
Ti I	4.63±0.03	0.39	5.15±0.02	-0.02	4.99±0.04	0.02	4.88±0.03	-0.02	5.37±0.07	0.16
Cr I	5.10±0.02	0.18	5.84±0.03	-0.01	5.61±0.07	-0.04	5.53±0.03	0.08	5.84	-0.05
Ni I	5.66±0.02	0.16	6.51±0.02	0.08	6.34±0.04	0.11	6.18±0.05	0.02	6.61±0.04	0.14
Y II	1.71±0.03	0.22	2.94±0.02	0.52	2.37±0.03	0.15	2.32±0.03	0.17	2.57±0.09	0.11
Zr I	2.35±0.01	0.50	3.14±0.03	0.36	2.75±0.02	0.18	2.81±0.02	0.30	2.30±0.02	0.17
Ba II	1.84	0.46	2.86	0.55	2.80	0.69	2.70	0.66	2.86	0.51
La II	0.89±0.04	0.42	1.64±0.06	0.24	1.50±0.06	0.30	1.52±0.02	0.39	1.75±0.05	0.31
Ce II	1.20±0.01	0.40	1.94±0.08	0.21	1.87±0.05	0.34	1.84±0.05	0.38	2.27±0.13	0.50
Nd II	1.23±0.05	0.48	2.02±0.11	0.34	1.91±0.09	0.43	1.98±0.04	0.57	2.17±0.15	0.45

Для анализа содержания элементов s-процесса в исследуемых звездах и сравнения с результатами, полученными для других звезд с аномалиями химического состава, определим среднее содержание элементов s-процесса относительно содержания железа:

$$[s/Fe] = \frac{[Y/Fe] + [Zr/Fe] + [Ba/Fe] + [La/Fe] + [Ce/Fe] + [Nd/Fe]}{6} \quad (2)$$

Определим также относительное содержание легких ("light $Z < 56$) и тяжелых ("heavy $Z \geq 56$) элементов s-процесса, $[ls/Fe]$ и $[hs/Fe]$, и отношение содержания "тяжелых" и "легких" элементов s-процесса, $[hs/ls]$ следующими соотношениями:

$$[hs/Fe] = \frac{[Ba/Fe] + [La/Fe] + [Ce/Fe] + [Nd/Fe]}{4} \quad (3)$$

$$[ls/Fe] = \frac{[Y/Fe] + [Zr/Fe]}{2} \quad (4)$$

$$[hs/ls] = [hs/Fe] - [ls/Fe] \quad (5)$$

Зависимости содержания химических элементов относительно содержания железа для каждой из исследованных звезд в функции атомного номера показаны на рис.1.

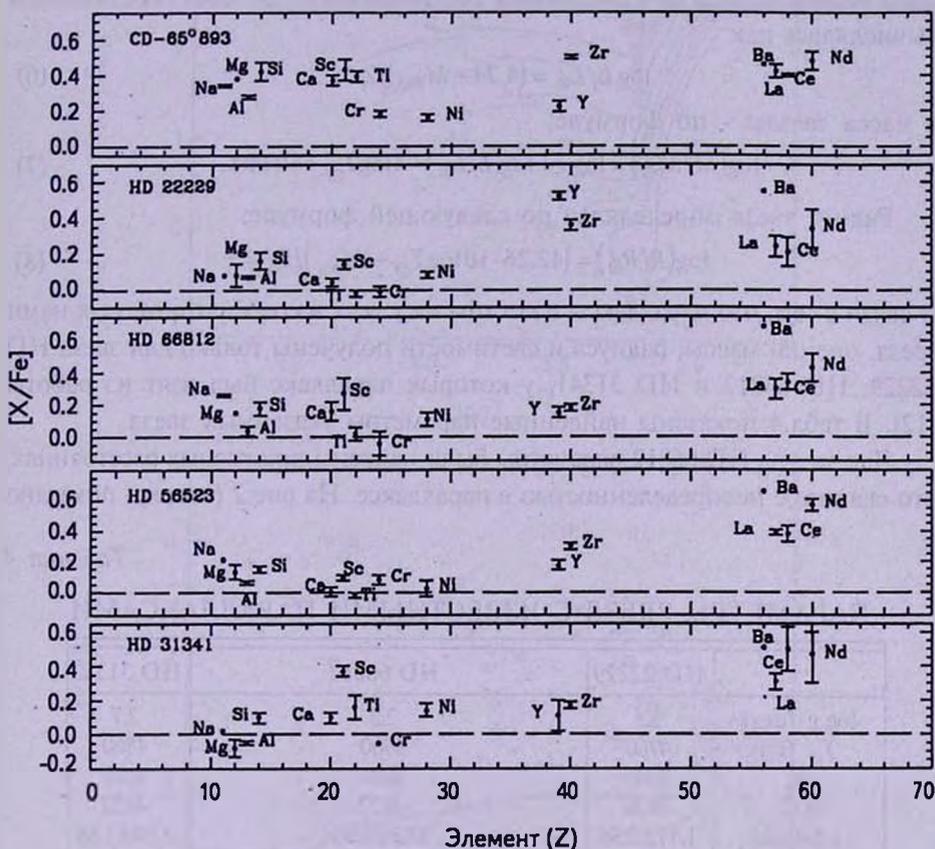


Рис.1. Содержания химических элементов на поверхности звезд относительно содержания железа [X/Fe].

5. *Положение программных звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.* Для анализа эволюционного статуса исследуемых звезд определим их положение на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Для этого необходимо знать значения эффективной температуры T_{eff} и светимости L каждой звезды. Методика определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести из анализа спектров звезд описана выше. Полученные

значения T_{eff} и $\log g$ представлены в табл.1.

Светимость определялась по видимым звездным величинам и их расстояниям до Солнца, которые могут быть найдены по параллаксам звезд, приведенным в табл.1. Для оценки светимости звезд не учитывалось межзвездное поглощение, так как исследуемые звезды расположены близко к нам.

Болометрические поправки (В.С.) к видимым звездным величинам для получения абсолютной звездной величины определялись интерполированием зависимостей В.С. от T_{eff} [34]. Светимости, массы и радиусы программных звезд определялись по стандартным соотношениям [35]. Светимость звезды вычислялась как

$$\log L/L_{\odot} = (4.74 - M_{bol})/2.5, \quad (6)$$

а масса звезды - по формуле:

$$\log(M/M_{\odot}) = \log g + \log(L/L_{\odot}) - 4 \log T_{eff} + 10.608. \quad (7)$$

Радиус звезд определялся по следующей формуле:

$$\log(R/R_{\odot}) = (42.26 - 10 \log T_{eff} - M_{bol})/5. \quad (8)$$

В связи с тем, что параллаксы известны не у всех из рассматриваемых нами звезд, оценки массы, радиуса и светимости получены только для звезд HD 22229, HD 66812 и HD 31341, у которых параллакс был взят из работы [12]. В табл.4 показаны найденные параметры указанных звезд.

Для звезды HD 66812 параметры были найдены при разных расстояниях, что связано с неопределенностью в параллаксе. На рис.2 (вверху) показано

Таблица 4

ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД С ИЗВЕСТНЫМИ ПАРАЛЛАКСАМИ

	HD 22229	HD 66812			HD 31341
$\log g$ (dex)	2.3	2.3			2.7
T_{eff} (K)	4760	4960			4860
m_v	9.00	6.28			8.95
В.С.	-0.36	-0.27			-0.32
π (мсек)	1.17±0.96	4.03±0.34			2.80±1.80
r (пк)	855	228	249	271	357
M_v	-0.66	-0.51	-0.69	-0.89	+1.19
M_{bol}	-1.02	-0.78	-0.96	-1.16	+0.87
$\log(L/L_{\odot})$	2.304	2.208	2.280	2.360	1.548
$L(L_{\odot})$	201.37	161.44	190.55	229.09	35.32
$\log(M/M_{\odot})$	0.502	0.334	0.406	0.486	0.109
$M(M_{\odot})$	3.18	2.16	2.55	3.06	1.29
$\log(R/R_{\odot})$	1.301	1.217	1.253	1.293	0.904
$R(R_{\odot})$	19.95	16.48	17.91	19.63	8.02

положение исследуемых звезд, у которых были найдены параллаксы, на диаграмме "температура-светимость". Для сравнения была использована работа [36] для пекулярных звезд, в том числе для Ва II-звезд. На рис.2 (внизу) показаны отношения $[s/Fe]$ для исследуемых звезд (сплошные кружки), в функции металличности $[Fe/H]$.

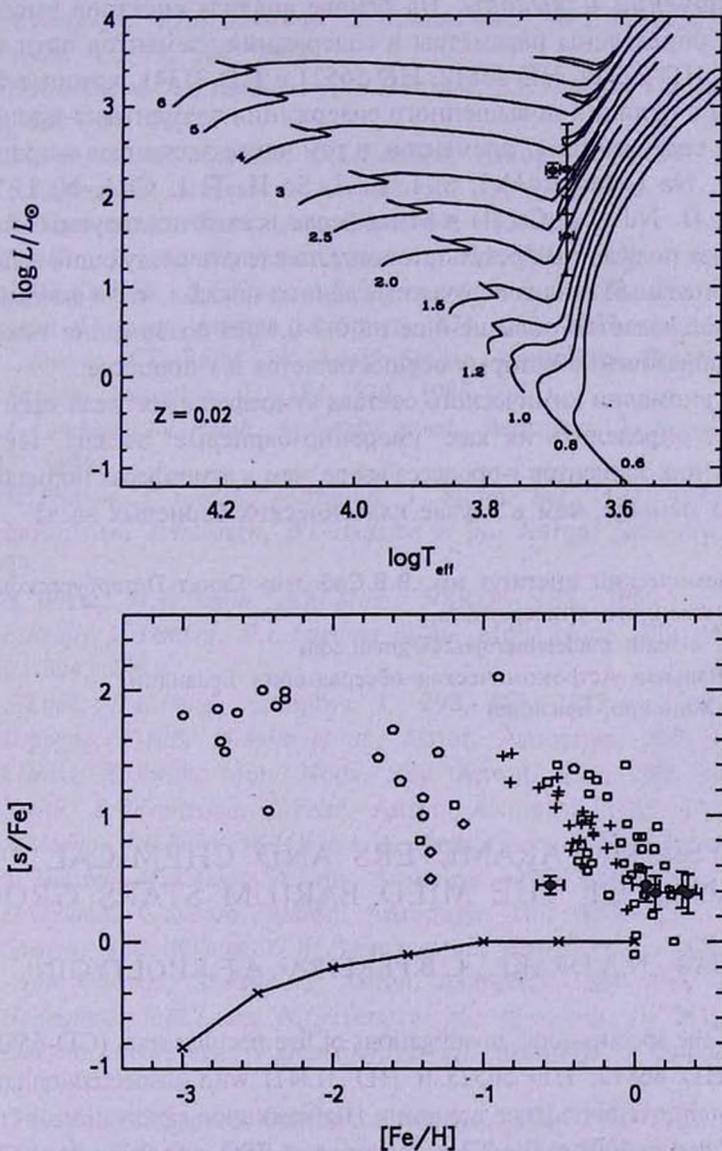


Рис.2. Вверху: Положения звезд HD 22229, HD 66812 и HD 31341 на диаграмме "температура-светимость". Внизу: Сравнение содержания элементов s-процесса исследуемых звезд (кружки) со взятыми из работы [36] для Ва II звезд (прямоугольники), нормальных CH звезд (ромбы), CH субгигантов (крестики), симбиотических звезд (пятиугольники), HD 10613 (кружки). Сплошной линией с косыми крестами показано среднее отношение $[s/Fe]$ для звезд поля.

Мы видим, что для всех исследуемых нами звезд содержания элементов *s*-процесса повышено на 0.3-0.4 dex по сравнению с солнечным, но при этом они все же существенно ниже, чем для классических Ba II-звезд. Тем самым исследуемые нами звезды можно отнести к группе умеренно-бариевых звезд Ba 0.

6. *Заключение и выводы.* На основе анализа спектров высокого разрешения определены параметры и содержания элементов пяти звезд CD-65°2893, HD 22229, HD 66812, HD 56523 и HD 31341, которые были заподозрены в наличии повышенного содержания элементов *s*-процесса. Определены содержания 17 элементов, в том числе элементов *s*-процесса (Fe I, Fe II, Na I, Mg I, Al I, Si I, Ca I, Sc II, Ti I, Cr I, Ni I, Y II, Zr I, Ba, La II, Nd II и Ce II) в атмосферах всех 5 исследуемых звезд.

Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1) Сравнительный анализ полученных данных показал, что в фотосферах этих звезд наблюдается повышенное на 0.3-0.4 dex содержание тяжелых элементов, образование которых осуществляется в *s*-процессе.

2) Такие аномалии химического состава атмосфер этих звезд дают нам возможности определить их как "умеренно-бариевые" звезды, так как содержания у них элементов *s*-процесса выше, чем в атмосферах нормальных гигантов, но меньше, чем в случае классических бариевых звезд.

¹ Астрономический институт им. В.В.Соболева Санкт-Петербургского государственного университета,
Россия, e-mail: madelainerojas28@gmail.com

² Национальная Астрономическая обсерватория Бразилии,
Рио-де-Жанейро, Бразилия

PHYSICAL PARAMETERS AND CHEMICAL ABUNDANCE OF THE MILD BARIUM STARS GROUP

M.ROJAS¹, N.A.DRAKE¹, C.B.PEREIRA², A.F.KHOLTYGIN¹

Results of the spectroscopic investigations of five peculiar stars (CD-65°2893, HD 22229, HD 66812, HD 56523 и HD 31341) with suspected enhanced *s*-process element overabundance are given. High-resolution observations of these stars were fulfilled in 2008 at the 2.2-m telescope of ESO with using the FEROS spectrograph. The evolution status and fundamental parameters of the program stars are determined. The element abundances in the atmospheres of program stars and, in particular, *s*-process element abundances are obtained.

Key words: *Peculiar stars:Ba stars - Chemical abundances:evolution state*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. Warner*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **129**, 263, 1965.
2. *P.K. Lu*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **101**, 2229, 1991.
3. *W.W. Morgan, P.C. Keenan*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **11**, 29, 1973.
4. *P.C. Keenan, R.E. Pitts*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **42**, 541, 1980.
5. *А.А. Боярчук, Ю.В. Пахомов, Л.И. Антипова, М.Е. Боярчук*, Письма в Астрон. ж., **79**, 909, 2002.
6. *Л.И. Антипова, А.А. Боярчук, Ю.В. Пахомов, В.Е. Панчук*, Письма в Астрон. ж., **80**, 704, 2003.
7. *C. Sneden, C.A. Pilachowski, D.L. Lambert*, Astrophys. J., **247**, 1052, 1981.
8. *С.В. Бердюгина*, Письма в Астрон. ж., **19**, 933, 1993.
9. *C.A. Pilachowski*, Astron. Astrophys., **54**, 465, 1977.
10. *J. Tomkin, D.L. Lambert*, Astrophys. J., **311**, 819, 1986.
11. *D.J. MacConnell, R.L. Frye, A.R. Uggren*, Astron. J., **77**, 384, 403, 1972.
12. *F. van Leeuwen*, Astron. Astrophys., **474**, 653, 2007.
13. *R.L. Kurucz*, CD-ROM 13, Atlas9 Stellar Atmosphere Programs, 1993.
14. *C. Sneden*, Astrophys. J., **184**, 839, 1986.
15. *D.L. Lambert, J.E. Heath, M. Lemke et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **103**, 183, 1996.
16. *G.W. Preston, C. Sneden*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **122**, 1545, 2001.
17. *B. Edvardsson, J. Andersen, B. Gustafsson et al.*, Astron. Astrophys., **275**, 101, 1993.
18. *W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Miles*, NSRDS-NBS, 1969.
19. *B.E. Reddy, J. Tomkin, D.L. Lambert et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **340**, 304, 2003.
20. *R.E. Luck, H.E. Bond*, Astrophys. J., **292**, 559, 1982.
21. *E. Depagne, V. Hill, M. Spite et al.*, Astron. Astrophys., **390**, 187, 2002.
22. *J.J. Drake, G. Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **250**, 89, 1991.
23. *G. Smith, B. Edvardsson, U. Frisk*, Astron. Astrophys., **165**, 126, 1986.
24. *G.A. Martin, J.R. Fuhr, W.L. Wiese*, J. Phys. Chem. Ref. Data, **17**, 4, 1988.
25. *N.H. Youssef, M.A. Amer*, Astron. Astrophys., **220**, 281, 1989.
26. *R.G. Gratton, C. Sneden*, Astron. Astrophys., **287**, 927, 1994.
27. *C. Sneden, A. McWilliam, G.W. Preston et al.*, Astrophys. J., **467**, 819, 1996.
28. *H. van Winckel, M. Reyniers*, Astron. Astrophys., **354**, 135, 2000.
29. *P. Hanaford, R.M. Lowe, N. Grevesse et al.*, Astrophys. J., **261**, 736, 1982.
30. *E. Biemont, N. Grevesse, P. Hanaford et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **248**, 867, 1981.
31. *R.G. Gratton, C. Sneden*, Astron. Astrophys., **204**, 193, 1988.
32. *V.V. Smith, K. Cunha, A. Jorissen et al.*, Astron. Astrophys., **315**, 179, 1996.
33. *J. Reader, C.H. Corliss, W.L. Wiese et al.*, NSRDS-NBS, vol.68, 1980.
34. *A. Alonso, S. Arribas, C. Martinez-Roger*, Astron. Astrophys., **140**, 261, 1999.
35. *К.У. Аллен*, Астрофизические величины, М., Изд. Мир, 1977.
36. *C.B. Pereira, N.A. Drake*, Astron. Astrophys., **496**, 791, 2009.

EXTENSION OF THE C STAR ROTATION CURVE OF
THE MILKY WAY TO 24 kpcP.BATTINELLI¹, S.DEMERS^{2*}, C.ROSSI^{3**}, K.S.GIGOYAN⁴

Received 5 October 2012

Accepted 5 December 2012

Demers and Battinelli published, in 2007 the rotation curve of the Milky Way based on the radial velocity of carbon (C) stars outside the Solar circle. Since then we have established a new list of candidates for spectroscopy. The goal of this paper is to determine the rotation curve of the Galaxy, as far as possible from the Galactic center, using N-type C stars. The stars were selected from their dereddened 2MASS colours, then the spectra were obtained with the Dominion Astrophysical Observatory and Asiago 1.8 m telescopes. This publication adds radial velocities and Galactocentric distances of 36 C stars, from which 20 are now confirmed. The new results for stars up to 25 kpc from the Galactic center, suggest that the rotation curve shows a slight decline beyond the Solar circle.

Key words: *Stars:carbon stars:kinematics Galaxy:kinematics and dynamics*

1. *Introduction.* The surface mass distribution of the Milky Way is still poorly constrained, even while our knowledge of Galactic stellar abundance distribution grows ever more detailed. One reason for this shortcoming is the difficulty to determine the Galactic rotation curve in the outer disk. Battinelli and Demers [1] discovered numerous carbon (C) stars in the outer disk of M31 reaching 40 kpc. Such C stars are certainly also present in the Milky Way. Indeed, N-type C stars can be used as kinematical probes. They are intrinsically bright, $\langle M(J) \rangle = -4.6$ [2]. Moreover, these intermediate-age stars are old enough to have lost memories of their initial kinematic conditions with which they might have been (i.e. motion within parent cluster/association). At the same time, these stars are still relatively young, with smaller random velocities than older tracers (e.g. planetary nebulae). They are believed to be members of the thin disk population [3].

An important characteristics of the N-type C stars is their small dispersion in the absolute magnitude, which allows to use as reliable candles when some color criteria are adopted (see papers [4,5] for more details).

Demers and Battinelli [6] established the Galactic rotation velocity up to distance of 15 kpc using genuine N-type C stars. In that paper they adopted the following common criteria for the intrinsic colors to select disc candidates, $(J-K)_0 > 1.4$ and $(H-K)_0 > 0.45$, plus additional restrictions on photometric limits to avoid high reddening regions and dust-enshrouded C stars which would lead to unreliable results.

The present paper is a follow-up of the publication [6]. We refer to paper [6] for a detailed description of the methods for candidate selection, data reduction, radial velocity determination, distance estimates. Radial velocity targets are selected from the 2MASS (Two Micron All - Sky Survey Catalogue) [7] with colors corresponding to N-type C stars. Stars are dereddened using Schlegel et al. [8] reddening software. We exclude stars within 3° from the Galactic plane to avoid high uncertain reddening. The new data set includes targets that are calculated to be as far as 24 kpc from the Galactic center. To reach that far we had to relax our selection criteria to include candidates with Galactic latitudes $3^\circ < |b| < 9^\circ$. We then become limited by faintness of the candidates which cannot be properly acquired by the guiding system of the telescope.

2. New Observations. The new spectra, discussed in this paper, were obtained between July 2007 and January 2010. We used the spectrograph attached to the Cassegrain focus of the Dominion Astrophysical Observatory (DAO, Canada) 1.8 m Plaskett Telescope. The same spectroscopic setup for the observations in October 2006 was selected. The spectral region covered ranges from 6100 Å to 6800 Å. Because our previous experience showed that 24% of the selected targets on the basis of $(J-K)_0$, are not carbon stars but mostly emission-line objects. In 2009 we initiated a low-dispersion spectroscopic survey, with the 1.8 m telescope at Asiago (Italy), equipped with the Asiago Faint Object Spectrometer and Camera (AFOSC), to confirm the nature of the stars to be observed at the DAO. We obtained spectra in the range 3700-8000 Å (grism №4, dispersion 4.2 Å/pixel).

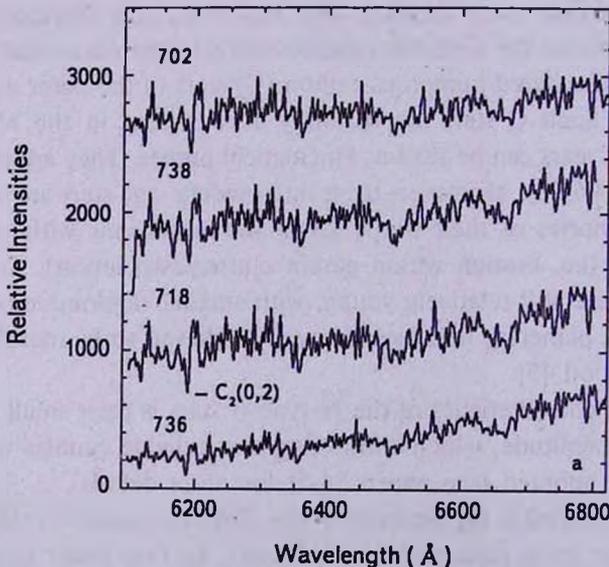


Fig.1a, b. Examples of higher-resolution DAO spectrum (Fig.1a) of the new C stars in the range 6100-6800 Å. Spectra are smoothed by 5 pixel box car. Absorption band of the $C_2(0, 2)$ Swan system at bandhead 6192 Å is indicated. Fig.1b presents low-resolution spectrum obtained at Asiago, on January 4, 2009. Swan bands of the C_2 molecule is noted.

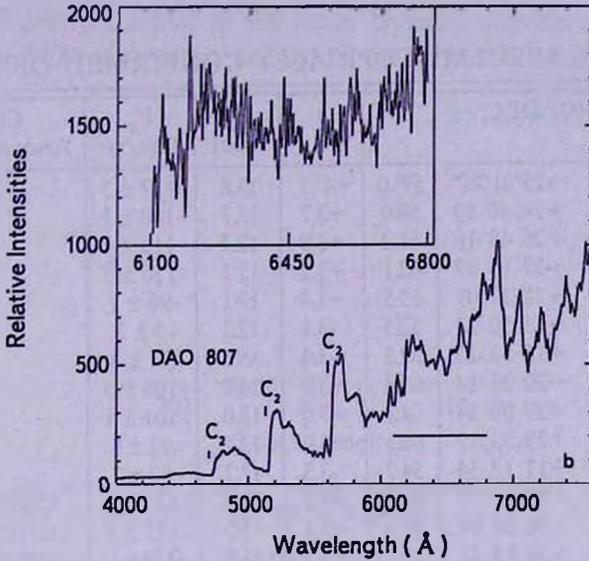


Fig.1a, b. The end

Further more, in addition to those used during the previous runs, we selected in 2007 and 2010 three other carbon stars for radial velocity standards. They are CGCS 4285 (CGCS - Cool Galactic Carbon Stars, Alksnis et al.) [9] ($V_h = +50$ km/s) and CGCS 10 ($V_h = -70.2$ km/s). Their radial velocities are published by Aaronson et al. [10]) and Metzger and Schechter [11]. To avoid large uncertainties in the rotation velocity, no C stars closer than 45° from the anticenter were observed. This survey is still active and being out in collaboration with Byurakan Astrophysical Observatory (BAO, Armenia).

In Fig.1a, b we present a few examples of spectra of new confirmed C stars.

3. Data Analysis. This publication adds 36 new radial velocities and Galactocentric distances of spectroscopically confirmed C stars. The stars are listed in order of their J2000.0 right ascension in Table 1. We give our own running numbers because many of them are not in the CGCS Catalogue [9], l and b are Galactic coordinates, d_G is the distance to the Galactic center in kpc and the Heliocentric velocities with errors are in km/s., when available, the association with the CGCS [9], is also reported in the Table 1.

We discovered, after the spectra were taken, that star №718 is among the stars observed by Aaronson et al. [10]. They quote $V_h = -72$ km/s while we have $V_h = -69 \pm 2$ km/s. The Heliocentric distance of each star is estimated using its apparent K magnitude, reddening and absolute K magnitude based on its $(J-K)_0$ and following the relation between M_K and the intrinsic $(J-K)_0$ color, used in Demers and Battinelli [6].

$$M_K = -6.31 - 0.99(J-K)_0 \quad (1)$$

DATA FOR 36 SPECTROSCOPICALLY CONFIRMED OBJECTS

Star №	RA. (J2000) DEC.		l	b	d_G (kpc)	V_H (km/s)	CGCS Association [8]
701	19 ^h 25 ^m 57.7	+25°01'36"	59°0	+4°.1	13.8	-127 ± 3	
702	19 27 41.6	+24 46 59	50.0	+3.7	15.7	-108 ± 1	
703	19 31 18.9	+26 48 16	61.2	+3.9	12.7	-113 ± 4	
704	19 36 11.3	+27 15 47	62.1	+3.2	12.1	-115 ± 5	
705	19 38 39.4	+28 37 01	63.5	+3.4	17.1	-96 ± 2	
706	19 39 33.9	+15 50 23	52.5	-3.1	12.2	-5 ± 3	
707	19 40 07.8	+15 33 23	52.3	-3.4	15.5	-91 ± 4	
708	19 41 14.1	+30 26 14	65.4	+3.8	14.2	-108 ± 5	
709	19 41 45.8	+29 09 54	64.3	+3.0	13.0	-101 ± 1	
710	19 42 35.3	+29 53 19	65.1	+3.2	12.7	-92 ± 8	
712	19 44 45.5	+17 12 54	54.7	-3.3	17.7	-52 ± 7	
714	19 49 40.5	+34 21 57	69.7	+4.2	13.2	-125 ± 6	CGCS 4510
715	19 52 53.2	+20 51 09	58.4	-3.3	15.2	-113 ± 1	CGCS 4539
717	19 58 58.2	+36 13 38	72.3	+3.5	12.3	-100±4	CGCS 4592
718	20 02 14.0	+36 42 02	73.0	+3.2	13.4	-69±2	CGCS 4625
719	20 02 56.7	+37 00 56	73.4	+3.2	14.8	-135±4	
721	20 08 55.9	+39 28 35	76.1	+3.6	14.9	-144±2	
722	20 14 48.9	+40 12 17	77.3	+3.0	15.2	-130±1	CGCS 4773
725	20 19 53.7	+41 47 29	79.2	+3.1	13.7	-48±11	
726	20 27 39.8	+31 12 20	71.4	-4.2	15.2	-137±3	
845	21 30 38.5	+45 06 55	90.0	-4.5	18.1	-120±2	CGCS 5330
1007	20 52 32.1	+30 34 01	74.1	-8.9	16.9	-117±4	
728	20 54 31.5	+39 42 11	81.5	-3.4	13.8	-126±3	CGCS 5030
1008	21 09 28.0	+34 51 07	79.8	-8.8	24.0	-173±5	
1010	21 59 06.0	+45 39 01	94.2	-7.4	17.6	-165±6	
732	22 06 19.1	+61 00 53	104.2	+4.3	13.4	-71±2	CGCS 5580
1011	22 20 57.5	+47 23 23	98.3	-8.1	21.3	-120±5	CGCS 5633
733	22 51 10.4	+64 14 57	110.3	+4.4	14.1	-128±3	
734	23 08 01.3	+55 49 24	108.7	-4.2	16.8	-154±4	CGCS 5811
735	23 38 44.3	+58 16 43	113.5	-3.3	15.8	-119±2	CGCS 5904
736	23 46 48.8	+58 08 41	114.5	-3.7	13.5	-70±1	CGCS 5932
737	00 51 04.9	+59 30 15	122.9	-3.4	12.0	-107±4	CGCS 123
738	01 12 42.0	+59 44 50	125.6	-3.0	13.4	-80±1	CGCS 186
805	01 20 00.5	+54 02 26	127.2	-8.6	21.4	-117±3	CGCS 210
807	02 03 31.6	+55 52 15	133.0	-5.6	24.5	-86±4	CGCS 6023
809	02 09 23.2	+54 27 51	134.2	-6.7	20.1	-107±4	

The Galactocentric distances for our stars were computed assuming a distance between the Sun and Galactic center $D_{Sun} = 7.62 \pm 0.32$ kpc (Eisenhauer et al.) [12]. The velocities relative to the LSR were computed adopting the Solar motion from the Dahlen and Binney [13]. Finally, the rotation velocities were computed as described in section 5 of the paper [6].

4. *Results and discussion.* Intermediate-age C stars belong to the thin

disk. Fig.2 presents a plot of the mean Galactic latitude of what we call C stars, some 4400 of them (as defined by their 2MASS colors). The means are

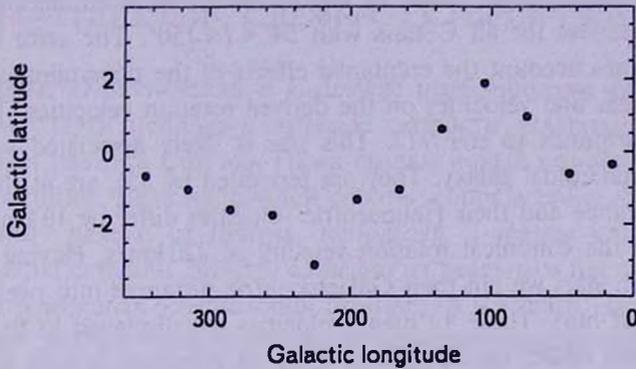


Fig.2. A plot of the mean Galactic latitude (in degrees) of the C stars outside the Solar circle. The means are taken over a 30° bin in longitude.

taken over 30° bin in longitude. We select only stars outside the Solar circle and with Galactocentric distances less than 30 kpc, to exclude extragalactic objects of similar NIR colors. We see a well defined warp, confirming the results by Momany et al. [14] for the thin disk. In that paper authors, using the RGB stars, detected an extended stellar population out to a distance of

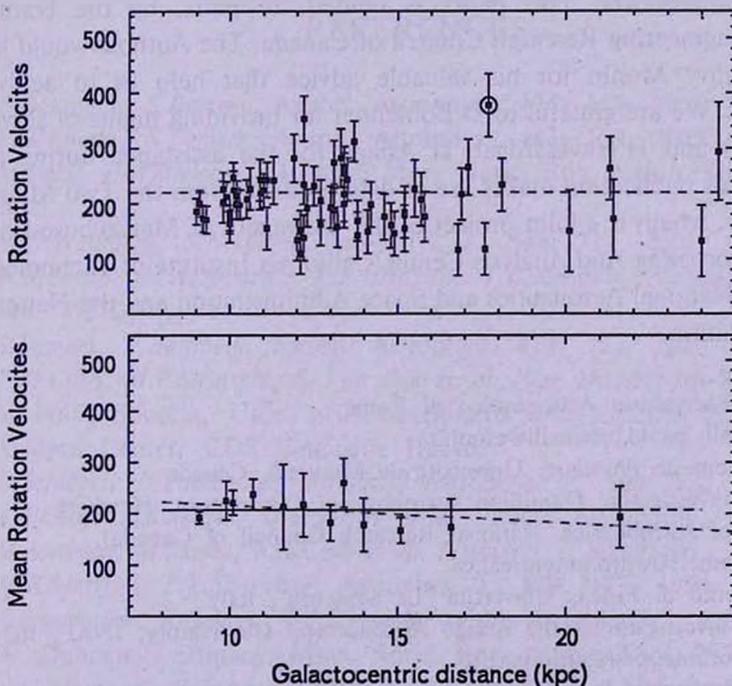


Fig.3. Upper panel displays the rotation velocity (in km/s) of the full set of stars. The lower panel shows the rotation curve when the stars are binned by group of six. Error bars are explained in the text.

24 kpc from the Galactic center and a stellar warp similar to that of Fig.2.

Our results are summarized in Fig.3 where the stars from the paper [6] are also included. The upper panel shows the circular velocities as a function of the Galactocentric distances for all C stars with $54^\circ < l < 150^\circ$. The error bar are computed taking into account the combined effects of the uncertainties in the heliocentric distances and velocities on the derived rotation velocities. The dot with a circle corresponds to star 712. This star is likely associated with the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy. They are separated by 35° , are at the same Galactocentric distance and their Heliocentric velocities differ by 10 km/s. The dashed line traces the canonical rotation velocity of 220 km/s. Having now a total 71 disk carbon stars we bin their Galactocentric distances into twelve bins of six (5 in the first bin). These 12 mean velocities are displayed in the lower panel. The error bars reflect the dispersion of the six velocities in each bin. The solid line marks the mean velocity of $\langle V \rangle = 205$ km/s. In this panel the dashed line is a least square solution indicating a slight decline.

The new data presented here, allow us to trace the rotation curve to 24 kpc, an extension of some 9 kpc to the 2007 results. The results presented in Fig.3 show that most stars farther than 12 kpc have rotation velocities less than 200 km/s and the trend confirms that the rotation curve of the Galaxy is declined beyond the Solar circle, as suggested in paper [6].

Acknowledgements. This paper is funded, in parts, by the Natural Science and Engineering Research Council of Canada. The Authors would like to thank Dimitry Monin for his valuable advice that help us to achieved successful runs. We are grateful to D.Bohlender for providing nights of service mode at DAO and H.Navasardyan at Asiago for the assistance during the observation. This publication makes use of data products from the Two Micron All-Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing And Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation.

¹ INAF, Osservatorio Astronomico di Roma,
Italy e-mail: paolo.battinelli@esteri.it

² Département de Physique, Université de Montréal, Canada
(* Guest investigator, Dominion Astrophysical Observatory, Herzberg
Institute of Astrophysics, National Research Council of Canada),
e-mail: demers@astro.umontreal.ca

³ Dipartimento di Fisica, Università "La Sapienza", Italy
(* Guest investigator at the Asiago Astronomical Observatory, INAF, Italy)
e-mail: corinne.rossi@uniroma1.it

⁴ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,
Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

РАСШИРЕНИЕ КРИВОГО ВРАЩЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД МЛЕЧНОГО ПУТИ ДО 24 КПК

П.БАТТИНЕЛЛИ¹, С.ДЕМЕРС², К.РОССИ³, К.С.ГИГОЯН⁴

В 2007г. П.Баттинелли и С.Демерс опубликовали кривую вращения Млечного Пути используя лучевые скорости углеродных (C) звезд за пределами радиуса Солнца. Нами создан новый список кандидатов для спектроскопии. Цель настоящей работы - определение кривой вращения Галактики далеко от центра, используя C-звезды классов N. Звезды отобраны из каталога 2MASS, согласно их реальным цветам, и наблюдаются на 1.8-м телескопах обсерватории Доминиона и Азиаго. Данная публикация добавляет лучевые скорости и галактоцентрические расстояния для 36 C-звезд, из которых 20 установлены впервые. Новые результаты, для звезд до 25 кпк расстояния от центра Галактики, показывают тонкий уклон кривого вращения за пределами солнечного расстояния.

Ключевые слова: *Звезды:углеродные-звезды:кинематика Галактики:динамика*

REFERENCES

1. *P.Battinelli, S.Demers, Astron. Astrophys., 434, 657, 2005.*
2. *P.Battinelli, S.Demers, Astron. Astrophys., 442, 159, 2005.*
3. *M.Feast, P.Whitelock, J.Menzies, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 369, 791, 2006.*
4. *M.D.Weinberg, S.Nikolaev, Astrophys. J., 548, 712, 2001.*
5. *N.Mauron, M.Azzopardi, K.S.Gigoyan, T.R.Kendall, Astron. Astrophys., 418, 77, 2004.*
6. *S.Demers, P.Battinelli, Astron. Astrophys., 473, 143, 2007.*
7. *P.M.Cutri, M.F.Strutskie, S. Van Dyk et al., The 2MASS All-Sky Catalogue of Point Sources, Univ. of Massachusetts and Infrared Processing and Analysis Center, CDS Catalogue II/246.*
8. *D.Schlegel, D.Finkbeiner, M.Davis, Astrophys. J., 500, 525, 1998.*
9. *A.Alksnis, A.Balklavs, U.Dzervitis et al., Baltic Astronomy, 10, 1, 2001.*
10. *M.Aaronson, M.Blanco, K.H.Cook et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 73, 841, 1990.*
11. *M.R.Metzger, P.L.Schechter, Astrophys. J., 420, 177, 1994.*
12. *F.Eisenhauer, R.Genzel, T.T.Alexander et al., Astrophys. J., 628, 246, 2005.*
13. *W. Dehnen, J. Binney, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 293, 429, 1998.*
14. *Y.M.Momany, S.Zaggia, G.Gilmore et al., Astron. Astrophys., 451, 515, 2006.*

УРАВНЕНИЯ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ
КОРЫ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Д.М.СЕДРАКЯН, А.С.АРУТЮНЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 21 ноября 2012

Приведены физические характеристики вещества в коре нейтронной звезды. Обсуждаются условия применения уравнений магнитной гидродинамики с учетом сил вязких трений и наличия конечной электро- и теплопроводности среды. Показано, что можно упростить некоторые уравнения магнитной гидродинамики при изучении распространения магнитозвуковых волн в неоднородной коре нейтронной звезды.

Ключевые слова: *нейтронные звезды; магнитная гидродинамика*

1. *Введение.* Наблюдения за более чем 1700 пульсарами выявили множество вопросов, касающихся строения нейтронных звезд и процессов, происходящих в них. В числе нерешенных проблем главное место занимает выявление механизма радиоизлучения пульсаров, радиосветимость которых порядка 10^{36} - 10^{30} эрг/с, что составляет 10^{-4} - 10^{-6} часть от полных потерь энергии вращения пульсаров. Если предположить, что источником энергии радиоизлучения является вращательная энергия пульсара, то для объяснения особенностей радиоизлучения пульсаров необходимо указать физические механизмы преобразования кинетической энергии вращения пульсара в энергию электромагнитного излучения. В работах [1,2] принято, что источником энергии радиоизлучения пульсаров может служить энергия магнитного поля, которая берется из энергии вращения звезды. Нейтронная звезда, являющаяся моделью пульсара, обладает магнитным полем порядка 10^{12} - 10^{13} Гс, причем это поле имеет сложную структуру и образуется из суперпозиции остаточного магнитного поля и магнитного поля, генерированного при переходе вращающейся ядерной компоненты нейтронной звезды (нейтронов и протонов) в сверхтекучее состояние [3-6]. Как показано в работах [1,2], на границе сверхтекучего ядра и коры нейтронной звезды образуется "магнитное пятно" с радиусом порядка 500 м. Образование "магнитного пятна" и приведенное значение его размера обусловлено наличием магнитного поля, лежащего в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости звезды и образованием у границы коры нейтронной звезды безвихревой зоны толщиной порядка 5 м [2]. В этом пятне происходит энерговыделение из-за постоянного притока к нему намагниченных кластеров

нейтрон-протонных вихревых нитей, что приводит к нарастанию магнитного поля до значения второго критического поля. Это энерговыделение в коре нейтронной звезды возбуждает магнитозвуковые волны, которые переводят выделенную энергию на поверхность нейтронной звезды с последующим ее излучением радиоволнами, генерированными на поверхности звезды.

Распространение линейных магнитоупругих волн в плазме коры нейтронной звезды рассматривалось в работах [7-10] для случаев бесконечного фронта волны и волновых пучков. В этих работах применялись уравнения магнитной гидродинамики с учетом поглощения и дисперсии волн и нелинейности среды. Но в общем случае неоднородной среды решения уравнений для волновых пучков довольно громоздки, поэтому для астрофизических применений, скажем, для коры нейтронной звезды, важно знать характеристики среды с целью упрощения уравнений, описывающих распространение магнитозвуковых волн. Цель данной работы - привести физические характеристики вещества в коре нейтронной звезды, находящейся в замороженном в ней магнитном поле, что позволит обосновать применение уравнений магнитной гидродинамики и упростить некоторые уравнения при их применении к описанию распространения магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды. В разделе 2 приводятся основные характеристики вещества в коре нейтронной звезды, в разделе 3 - окончательный вид уравнений магнитной гидродинамики для вещества, находящегося в коре нейтронной звезды.

2. Основные характеристики плазмы коры нейтронной звезды.

Как показывают наблюдения за двойными пульсарами, нейтронные звезды имеют массу порядка $1-2M_{\odot}$ [11,12]. Согласно общепринятой модели нейтронной звезды, она состоит из ядра звезды и коры. Ядро нейтронной звезды состоит в основном из "пре"-фазы, содержащей сверхтекучие нейтроны, сверхпроводящие протоны и нормальные электроны. В зависимости от центральной плотности и уравнения состояния, ядро звезды может содержать также гиперонное вещество и кварковую материю [13,14]. Кора нейтронной звезды представляет собой плазму из ядер атомов и электронов, состоит из двух частей - "Aep"-фазы и "Ae"-фазы, при этом "Aep"-фаза содержит также сверхтекучие нейтроны. Толщина коры порядка 1 км, а плотность меняется в довольно широком интервале - от 10^4 г см^{-3} до $2 \cdot 10^{14} \text{ г см}^{-3}$.

Существуют множество работ, посвященных изучению свойств вещества коры нейтронной звезды (см. [15,16] и цитированную там литературу). Здесь мы выделим некоторые характеристики плазмы коры нейтронной звезды, которые необходимо знать для изучения распространения возмущений в виде магнитозвуковых волн в ней.

Так как плазма коры нейтронной звезды состоит из полностью ионизи-

рованных ядер и электронов, то изучим характеристики этих компонентов в отдельности. Сначала оценим среднюю плотность частиц в плазме. Средняя плотность ионов - $n_i = N_A \rho / M$, где $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ мол⁻¹ - постоянная Авогадро, ρ - средняя плотность массы вещества, M - молярная масса ионов. Средняя плотность электронов будет $n_e = Z n_i = N_A \rho Z / M$, где Ze - заряд ионов. Полагая, что $M = 56$ г/мол, $Z = 26$, оценим n_i и n_e для внешней ($\rho_{out} \approx 10^9$ г/см³) и для внутренней ($\rho_{in} \approx 10^{13}$ г/см³) коры:

$$\begin{aligned} n_i^{in} &\approx 10^{35} \text{ см}^{-3}, & n_e^{in} &\approx 3 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}, \\ n_i^{out} &\approx 10^{31} \text{ см}^{-3}, & n_e^{out} &\approx 3 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-3}. \end{aligned} \quad (1)$$

Используя эти значения плотности числа частиц, вычислим температуру вырождения для обоих сортов частиц. Как увидим ниже, электроны в коре нейтронной звезды ультрарелятивистские, поэтому температуру вырождения электронов можно определить по формуле [17]

$$k_B T_F = \varepsilon_F = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c n^{1/3}, \quad (2)$$

где $k_B = 1.38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К - постоянная Больцмана. С учетом значений (1) плотности электронов во внутренней и внешней коре, для температуры вырождения получим, соответственно

$$T_{eF}^{in} \approx 10^{12} \text{ К}, \quad T_{eF}^{out} \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ К},$$

которые на несколько порядков выше, чем максимальная температура коры пульсара - $T_{max} = 10^8$ К. Следовательно, электроны в коре пульсара представляют собой сильно вырожденный ферми - газ. Из (2) можно увидеть также, что в основной части коры выполняется условие $m_e c^2 \ll \varepsilon_F$, т.е. электроны действительно ультрарелятивистские. Если оценить также энергию электрон-ионного взаимодействия по формуле

$$\varepsilon_{e-i} \sim Z e^2 n_e^{1/3}, \quad (3)$$

с использованием значений плотности электронов (1), то получим:

$$\varepsilon_{e-i}^{in} \sim 10^{-5} \text{ эрг} \ll k_B T_{eF}^{in}, \quad \varepsilon_{e-i}^{out} \sim 10^{-7} \text{ эрг} \ll k_B T_{eF}^{out},$$

где $e = 4.8 \cdot 10^{-10}$ CGSE_q - элементарный заряд. Следовательно, можно сказать, что электронная компонента плазмы с хорошей точностью представляет собой идеальный ультрарелятивистский вырожденный газ.

Для нахождения температуры вырождения ионов заметим, что ионы не релятивистские, поскольку $m_i c^2 \gg k_B T_{max} \approx 10^{-8}$ эрг, где $m_i = M/N_A$ - масса иона. Тогда температура вырождения ионов должна определяться по формуле [17]

$$k_B T_F = \varepsilon_F = (3\pi^2)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m} n^{2/3}. \quad (4)$$

Учитывая значения плотности ионов во внутренней и внешней коре из

(1), получим соответственно

$$T_i^{in} \sim 10^7 \text{ К} \ll 10^8 \text{ К}, \quad T_i^{out} \sim 10^4 \text{ К} \ll 10^6 \text{ К},$$

т. е. ионная компонента не вырождена. Здесь мы учли, что температура во внутренней части коры порядка 10^5 К , а во внешней части - 10^6 К . Аналогично (3), можно оценить также энергию ион-ионного кулоновского взаимодействия:

$$\varepsilon_{i-i} \sim Z^2 e^2 n_i^{1/3}. \quad (5)$$

Из (1) и (5) во внутренней и внешней коре получим, соответственно:

$$\varepsilon_{i-i}^{in} \sim Z^2 e^2 (n_i^{in})^{1/3} \sim 10^{-4} \text{ эрг}, \quad \varepsilon_{i-i}^{out} \sim Z^2 e^2 (n_i^{out})^{1/3} \sim 10^{-6} \text{ эрг}.$$

Из этих значений энергии ион - ионного взаимодействия видно, что во всей коре нейтронной звезды выполняется условие $\varepsilon_{i-i} \gg k_B T_{max}$, следовательно ионы в плазме образуют кулоновскую кристаллическую решетку.

Наконец, оценим давление плазмы. Для сильно вырожденной электронной компоненты можно полагать $T = 0 \text{ К}$, при этом давление определится как [17]

$$p_e = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \hbar c (n_e)^{4/3}.$$

С учетом значений плотности числа электронов из (1), получим для давления электронного газа во внутренней и внешней коре, соответственно

$$p_e^{in} \approx 10^{32} \text{ д/см}^2, \quad p_e^{out} \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ д/см}^2. \quad (6)$$

Что касается ионного компонента, то очевидно, что его давление меньше, чем давление идеального газа с той же температурой. Тогда получим, что во внутренней и внешней коре

$$p_i^{in} < p_{id} = n_i k_B T = 10^{27} \text{ д/см}^2 \ll p_e^{in}, \quad p_i^{out} < 10^{20} \text{ д/см}^2 \ll p_e^{out}.$$

Таким образом, давление в плазме коры пульсара обусловлено давлением вырожденного электронного газа.

3. *Основные уравнения магнитогидродинамики плазмы.* Как известно, нейтронные звезды обладают значительными магнитными полями, чем и объясняется замедление этих звезд. В коре нейтронной звезды имеется почти однородное, перпендикулярное к экваториальной плоскости звезды магнитное поле, которое достигает до значений порядка 10^{12} - 10^{13} Гс . В находящейся в магнитном поле ионизированной плазме могут распространяться магнитозвуковые волны, так как при малых частотах волн плазму коры можно считать сплошной средой. Тогда, для описания распространения волн в коре нейтронной звезды можно применять известные уравнения классической магнитогидродинамики. Первое из них - это уравнение непрерывности:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{V}) = 0, \quad (7)$$

где \bar{V} - средняя скорость движения среды. Второе - это уравнение движения или уравнение Эйлера, которое имеет вид:

$$\rho \frac{d\bar{V}}{dt} = -\nabla p + \frac{1}{c} [\bar{j}\bar{B}] + \bar{F}, \quad (8)$$

где p - давление вещества, \bar{j} - вектор плотности электрического тока, \bar{B} - индукция магнитного поля, $\frac{1}{c} [\bar{j}\bar{B}]$ - сила Ампера, действующая на единичный объем плазмы, в силу \bar{F} входят все остальные силы, тоже действующие на единицу объема, а $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\bar{v}\nabla)$ - материальное производное. В силу \bar{F} дают вклад силы вязкости, электрические силы, а в вращающейся звезде - также кориолисова сила. Как покажем ниже, последние две перечисленные силы на много порядков меньше силы вязкости, и поэтому ими можно пренебречь.

Электрическая сила, действующая на единицу объема плазмы, равна $F_{el} = \rho_{el} E$, где \bar{E} - напряженность электрического поля, а ρ_{el} - средняя плотность заряда, которая равна $\rho_{el} = (Zn_i - n_e)e$. Так как плазма коры в среднем электронейтральна, т.е. $n_e \approx Zn_i$, то для средней плотности заряда получим $\rho_{el} \ll en_e$. Далее, из закона Фарадея имеем:

$$\text{rot } \bar{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (9)$$

где при изучении волновых процессов можно заменить $\nabla \sim \bar{k}$, $\partial/\partial t \sim \omega$, где \bar{k} и ω - соответственно волновой вектор и частота волны. Тогда из (9) получим, что напряженность электрического поля по порядку величины равна

$$E \sim \frac{\omega h}{kc} = \frac{c_n h}{c}, \quad (10)$$

где h - возмущение магнитного поля в волне, а $c_n = \omega/k$ - фазовая скорость распространения магнитозвуковых волн в плазме. Учитывая это выражение, для плотности электрической силы получим:

$$F_{el} \sim \frac{\rho_{el} c_n h}{c}. \quad (11)$$

Сравним это выражение с силой Ампера, т.е с вторым слагаемым в правой части уравнения (8). Поскольку $j \sim en_e V$, то сила Ампера по порядку величины равна

$$F_A \sim \frac{jB}{c} \sim \frac{en_e VB}{c}, \quad (12)$$

следовательно, отношение электрической силы к силе Ампера порядка

$$\frac{F_{el}}{F_A} \sim \frac{\rho_{el}}{en_e} \cdot \frac{h/B}{V/c_n}. \quad (13)$$

Как показано в работе [9], $h/B \sim V/c_n$, и если учесть также электро-нейтральность плазмы в среднем, то получим, что $F_{el}/F_A \ll 1$.

Теперь оценим отношение кориолисовой силы к силе Ампера. При вращении звезды с угловой скоростью Ω кориолисова сила по порядку величины равна

$$F_K \sim \rho V \Omega. \quad (14)$$

Из (11) и (14) можно найти отношение этой силы к силе Ампера:

$$\frac{F_K}{F_A} \sim \frac{c \rho \Omega}{en_e B}. \quad (15)$$

Подставляя в выражение (15) значения плотности электронов (1), магнитного поля порядка $B \sim 10^{12}$ Гс и угловой скорости вращения пульсаров $\Omega \sim 100$ с⁻¹, получим $F_K/F_A \ll 1$. Таким образом, из вышеприведенных оценок следует, что в силу \vec{F} , входящей в уравнение Эйлера (8), дает вклад только действующая на единицу объема сила вязкости.

Как известно, компоненты силы вязкости вычисляются по формуле

$$F_\alpha = -\frac{\partial \pi_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta}, \quad (16)$$

где $\pi_{\alpha\beta}$ - тензор вязких напряжений и определяется как:

$$\pi_{\alpha\beta} = -\eta \left(\frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial V_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} (\nabla \vec{V}) \right) - \xi \delta_{\alpha\beta} (\nabla \vec{V}), \quad (17)$$

где η и ξ - коэффициенты поверхностной и объемной вязкости соответственно. Подставляя (17) в (16), для силы вязкости получим выражение

$$\vec{F} = \eta \nabla^2 \vec{V} + \left(\frac{\eta}{3} + \xi \right) \nabla (\nabla \vec{V}). \quad (18)$$

При получении формулы (18) предполагалось, что η и ξ слабо зависят от координат. В действительности, выражение (18) для силы вязкости должно было содержать члены, пропорциональные производным кинетических коэффициентов, которые порядка $\nabla \vec{V} (\partial \eta / \partial x_\alpha)$ и $\nabla \vec{V} (\partial \xi / \partial x_\alpha)$. Сравнивая их с остальными членами, входящими в выражение (18), по порядку величин получим

$$\frac{|\nabla \vec{V} (\partial \eta / \partial x_\alpha)|}{|\eta \nabla \vec{V}|} \sim \frac{kV\eta}{\eta k^2 V l} \sim \frac{1}{kl} \sim \frac{c_n}{\omega l} \ll 1, \quad (19)$$

$$\frac{|\nabla \vec{V} (\partial \xi / \partial x_\alpha)|}{|\xi \nabla \vec{V}|} \sim \frac{kV\xi}{\xi k^2 V l} \sim \frac{1}{kl} \sim \frac{c_n}{\omega l} \ll 1. \quad (20)$$

Здесь мы учли, что толщина коры порядка $l \sim 1$ км, в спектре радиоизлучения пульсаров частота $\omega > 10^7$ Гц, и согласно работе [18], значение скорости магнитозвуковых волн порядка $c_n \sim 10^9$ см/с. Таким образом, при получении выражения (18) зависимостью кинетических коэффициентов η и ξ от координат можно было пренебречь.

Отметим, что кинетические коэффициенты среды в общем случае зависят от магнитного поля, т.е. являются тензорами. Но для слабых полей этой зависимостью можно пренебречь и считать кинетические коэффициенты скалярными величинами. Поле называется слабым, если в нем $\omega\tau \ll 1$, где $\omega = qB/mc$ - циклотронная частота частицы с массой m и зарядом q , а τ - среднее время между двумя соседними столкновениями частиц. В коре нейтронной звезды $B \sim 10^{12}$ Гс, так что циклотронная частота для электронов и ионов будет порядка:

$$\omega_e = \frac{eB}{m_e c} \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_i = \frac{ZeB}{m_i c} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}. \quad (21)$$

Выражения времен столкновений для электронов τ_e и τ_i для полностью ионизованной плазмы даны в работе [19]:

$$\tau_e = \frac{3.5 \cdot 10^5}{\lambda} \cdot \frac{T^{3/2}}{Z n_e}, \quad \tau_i = \frac{3 \cdot 10^7}{\lambda} \cdot \left(\frac{m_i}{2m_p} \right)^{1/2} \frac{T^{3/2}}{Z^3 n_e}, \quad (22)$$

где m_p - масса протона, а величина λ называется кулоновским логарифмом и вычисляется по формуле [19]

$$\lambda = 25.3 - 1.15 \log n_e + 2.3 \log T. \quad (23)$$

Подставляя числовые значения величины n_e из (1), и учитывая, что температура в внутренней и внешней коре порядка 10^8 К и 10^6 К соответственно, из формулы (23) получим значения λ . Подставляя их в (22) и учитывая (21), для электронного и ионного газа окончательно получим:

$$\omega_e \tau_e^{iii} \approx 6 \cdot 10^{-2} \ll 1, \quad \omega_i \tau_i^{iii} \approx 10^{-5} \ll 1, \\ \omega_e \tau_e^{ouu} \leq 1, \quad \omega_i \tau_i^{ouu} \approx 5 \cdot 10^{-4} \ll 1. \quad (24)$$

Если иметь в виду, что третье условие из (24) выполняется при значениях плотности выше $2 \cdot 10^8$ г/см³ [18], то можно утверждать, что в большей части коры нейтронной звезды зависимостью кинетических коэффициентов η и ξ от магнитного поля можно пренебречь.

Как было сказано выше, кора нейтронной звезды находится в замороженном в ней поперечном магнитном поле, и распространение магнитозвуковой волны в коре сопровождается изменением как плотности, так и магнитного поля. Чтобы получить уравнения, описывающие совместные изменения плотности и магнитного поля, сначала преобразуем уравнение (8), исключив из него ток \vec{j} с помощью теоремы циркуляции магнитного поля:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (25)$$

Для частот из радиодиапазона, в котором в основном излучают пульсары, током смещения в уравнении (25) по сравнению с током проводимости можно пренебречь. Действительно, по порядку величины

$$\left| \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right| \sim \omega E, \quad |\operatorname{rot} \vec{H}| \sim kh,$$

и из (9) получим:

$$\left| \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right| / |\operatorname{rot} \vec{H}| \sim \frac{\omega E}{ckh} \sim \left(\frac{c_n}{c} \right)^2 \ll 1,$$

следовательно,

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi} [\nabla \vec{H}]. \quad (26)$$

Полагая $\vec{B} \approx \vec{H}$, окончательно из уравнений (8), (18) и (26) получим:

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} - \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \nabla) \vec{H} = -\nabla \left(p + \frac{H^2}{8\pi} \right) + \eta \nabla^2 \vec{V} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla (\nabla \vec{V}). \quad (27)$$

Теперь получим уравнение, описывающее изменение магнитного поля. Напишем закон Фарадея в виде:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\operatorname{crot} \vec{E}. \quad (28)$$

Поле \vec{E} можно найти из обобщенного закона Ома, имеющий вид:

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \vec{H}] + \frac{1}{en_e} \nabla p - \frac{1}{ecn_e} [\vec{j} \vec{H}] \right\}. \quad (29)$$

Покажем, что последние два члена в (29) малы по сравнению с \vec{E} , а первые два - сравнимы по порядку величины. Действительно, используя оценку (10) и результаты работ [8,9], согласно которым $h \sim 10^{-8} H_0$, получим

$$\left| \frac{\nabla p}{en_e E} \right| \sim \left| \frac{kp}{en_e E} \right| \sim \frac{\omega p c}{en_e hc_n^2} \sim \frac{\omega c c_s^2 \rho}{en_e hc_n^2} < \frac{\omega c \rho_0}{en_e H_0} \ll 1,$$

где H_0 невозмущенное значение магнитного поля, c_s - скорость распространения звука. Далее, имеем

$$\frac{|[\vec{V} \vec{H}]|}{cE} \sim \frac{V/c_n}{h/H} \sim 1,$$

т.е. вторым членом в правой части (29) нельзя пренебречь. Для оценки последнего члена подставим в него значение тока \vec{j} в нулевом приближении, т.е. $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. Тогда получим, что

$$\left| \frac{[\bar{j}\bar{H}]}{en_e c E} \right| \sim \frac{\sigma H}{ec n_e} \ll 1, \quad (30)$$

где учтены значения (1) плотности числа электронов и значения электропроводности σ плазмы во внутренней и внешней коре нейтронной звезды из работ [7,18]. Тогда, подставляя \bar{E} из уравнения (29), в уравнение (28), с учетом (26), получим:

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi\sigma} \text{rot rot } \bar{H} + \text{rot} [\bar{V}\bar{H}],$$

или

$$\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} - (\bar{H}\nabla)\bar{V} + \bar{H}(\nabla\bar{V}) = v_m \Delta \bar{H}, \quad (31)$$

где величина $v_m = c^2/4\pi\sigma$ называется коэффициентом магнитной вязкости.

Для полноты системы уравнений (7), (27) и (31) к ним надо добавить уравнение, выражающее закон возрастания энтропии и уравнение, связывающее термодинамические величины среды. Первое из них записывается в виде:

$$\rho \frac{Tds}{dt} = -(\nabla\bar{q}) - \pi_{\alpha\beta} \frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (32)$$

где

$$\bar{q} = -\kappa \nabla^s T.$$

Здесь T - температура среды, s - энтропия единицы массы, \bar{q} - плотность потока теплоты, κ - коэффициент теплопроводности. Второе уравнение устанавливает связь между термодинамическими величинами среды ρ , p , T . Изменение давления в каком-либо процессе можно представить в виде

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s d\rho + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho ds. \quad (33)$$

Из первого закона термодинамики

$$dw = Tds - pd \frac{1}{\rho},$$

где w - внутренняя энергия единичной массы, видно, что

$$\left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho = - \left(\frac{\partial T}{\partial (1/\rho)} \right)_s. \quad (34)$$

Из уравнения адиабаты $T/\rho^{\gamma-1} = \text{const}$ следует, что

$$\left(\frac{\partial T}{\partial (1/\rho)} \right)_s = (1-\gamma)T\rho, \quad (35)$$

где $\gamma = 4/3$ - показатель адиабаты идеального ультррелятивистского газа. Если учесть также, что величина

$$c_s = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} \quad (36)$$

представляет собой скорость распространения звука в данной среде, из (33)-(36) получим:

$$\rho T \frac{ds}{dt} = \frac{1}{\gamma-1} \left(\frac{dp}{dt} - c_s^2 \frac{d\rho}{dt} \right). \quad (37)$$

Таким образом, поведение плазмы в коре нейтронной звезды, находящейся в магнитном поле, с учетом сил вязких трений и наличия конечной электро- и теплопроводности среды, можно описать следующей системой уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) &= 0, \\ \rho \frac{d\vec{v}}{dt} - \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \nabla) \vec{H} &= -\nabla \left(p + \frac{H^2}{8\pi} \right) + \eta \nabla^2 \vec{v} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla(\nabla \vec{v}), \\ \frac{d\vec{H}}{dt} - (\vec{H} \nabla) \vec{v} + \vec{H}(\nabla \vec{v}) &= \nu_m \Delta \vec{H}, \\ \rho \frac{T ds}{dt} &= -(\nabla \vec{q}) - \pi_{\alpha\beta} \frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{j^2}{\sigma}, \\ \rho \frac{T ds}{dt} &= \frac{1}{\gamma-1} \left(\frac{dp}{dt} - c_s^2 \frac{d\rho}{dt} \right). \end{aligned}$$

Эти уравнения позволят нам изучить распространение возмущения магнитного поля в форме "конечных пучков" [8-10]. Эти пучки образуются на границе ядра и коры нейтронной звезды вследствие высвобождения магнитной энергии протонных вихрей. Распространяясь до поверхности нейтронной звезды, они могут возбудить электрические токи на ее поверхности, которые могут стать источником радиоизлучения пульсара [2].

Работа одного из авторов (М.В.А) финансировалась в рамках темы 11-1с107 Государственного Комитета по Науке Армении.

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

EQUATIONS OF MAGNETOHYDRODYNAMICS FOR
THE CRUST OF A NEUTRON STAR

D.M.SEDRAKIAN, A.S.HARUTYUNYAN, M.V.HAYRAPETYAN

Physical characteristics of the matter in the crust of a neutron star are given. The conditions of application of magnetohydrodynamic equations with the viscous friction forces and the presence of a finite electrical and thermal conductivity of the medium are discussed. It is shown that it is possible to simplify some of the equations of magnetohydrodynamics in studying the propagation of magnetosonic waves in an inhomogeneous crust of a neutron star.

Key words: *neutron stars: magnetohydrodynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракиян, А.Д.Седракиян, ЖЭТФ, 100, 353, 1991.
2. Д.М.Седракиян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 55, 421, 2012.
3. Д.Пайнс, УФН, 131, 479, 1980.
4. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, УФН, 150, 257, 1986.
5. Д.М.Седракиян, К.М.Шахабасян, УФН, 161, 1, 1991.
6. Д.М.Седракиян, Астрофизика, 49, 97, 2006.
7. Д.М.Седракиян, Астрофизика, 31, 101, 1989.
8. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракиян, Астрофизика, 44, 139, 2001.
9. А.Г.Багдоев, Д.М.Седракиян, Астрофизика, 45, 63, 2002.
10. Д.М.Седракиян, А.Г.Багдоев, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 50, 547, 2007.
11. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, М., Мир, 1980.
12. P.V. Demorest, T. Pennucci, S.M. Ransom, M.S.E. Roberts, J.W.T. Hessels, Nature, 467, 1081, 2010.
13. N.D. Ippolito, M. Ruggieri, D.H. Richke, A. Sedrakian, F. Weber, Phys. Rev. D, 77, 023004, 2008.
14. L. Bonanno, A. Sedrakian, Astron. Astrophys., 539, A16, 2012.
15. P. Haensel, A.Y. Potekhin, D.G. Yakovlev, Neutron stars I, Equation of state and structure, Springer, 2007.
16. N. Chamel, P. Haensel, Living Rev. Relativity, 11, 10, 2008.
17. Л.Д.Ландау, П.М.Лифшиц, Статистическая физика, М., Наука, 1976.
18. Д.М.Седракиян, А.К.Аветисян, Астрофизика, 26, 489, 1987.
19. С.И.Брагинский, В сб.: "Вопросы теории плазмы", вып.1, М., Госатомиздат, с.183, 1963.

r -MODE OSCILLATIONS AND ROCKET EFFECT IN ROTATING SUPERFLUID NEUTRON STARS. I. FORMALISM

G.COLUCCI¹, M.MANNARELLI², C.MANUEL³

Received 20 October 2012

Accepted 5 December 2012

We derive the hydrodynamical equations of r -mode oscillations in neutron stars in presence of a novel damping mechanism related to particle number changing processes. The change in the number densities of the various species leads to new dissipative terms in the equations which are responsible of the *rocket effect*. We employ a two-fluid model, with one fluid consisting of the charged components, while the second fluid consists of superfluid neutrons. We consider two different kind of r -mode oscillations, one associated with comoving displacements, and the second one associated with countermoving, out of phase, displacements.

Key words: *neutron stars:oscillations:rocket effect*

1. *Introduction.* Rapidly rotating neutron stars have been the subject of intensive investigation in the last years. Of particular interest are neutron star oscillations, which might be useful to shed light on the internal structure of these stars [1,2]. Stars have various modes of oscillations, among them r -mode oscillations are probably the most interesting ones, because they provide a severe limitation on the star's rotation frequency through coupling to gravitational radiation emission [3,4]. The oscillations of compact stars can be damped by various dissipative process [5,6], which take place in the interior of the star. However, if dissipative phenomena are not strong enough, the r -mode oscillations will grow exponentially fast in time until the star slows down, by emission of gravitational waves, to a rotation frequency where some dissipative mechanism efficiently damps these oscillations. Since neutron stars are observed to rotate at very high frequencies, any model of neutron star must provide an efficient mechanism of dissipation of r -mode oscillations. In this way, the study of r -mode damping is useful in constraining the stellar structure and can be used to rule out some exotic phases of matter [7,9].

Standard neutron stars are stellar objects with a mass of about $1.4 M_{\odot}$ and a radius of about 10 km. They are believed to have a crust of about 1 km, with an outer part made of a lattice of ions embedded in a liquid of electrons and an inner part made of nuclei embedded in a liquid of 1S_0 superfluid neutrons. In the interior of the star nuclei are melted and both neutrons and protons

are expected to condense into BCS-like superfluids. However, neutron interaction in the 1S_0 state at supernuclear matter density is repulsive, but it is still possible to form Cooper pairs in the 3P_2 channel [10]. The proton density is much smaller than the neutron density and therefore the formation of pp Cooper pairs in the isotropic 1S_0 channel is allowed. Pairing between protons and neutrons does not take place because of the large mismatch between their Fermi energies. In the core of neutron stars muons might be present (when $\mu_e > m_\mu$), or deconfined quarks in a color superconducting phase, moreover pion or kaon condensates might be realized. In the present paper we shall not consider any of these possibilities and assume the core of the neutron star comprises only neutrons, protons and electrons.

r -mode oscillations have been studied extensively in the literature [1], and it is known that shear and bulk viscosities are able to suppress the instability in two different ranges of temperatures [5,6]. For temperatures smaller than about 10^5 K the fluid damping due to shear viscosity suffices to suppress the r -mode instability, but with increasing temperature the effect of shear viscosity is gradually suppressed. On the other hand, for temperatures larger than about $10^{10} - 10^{11}$ K, bulk viscosity becomes an efficient mechanism for damping r -mode oscillations. Bulk viscosity does not lead to sufficient damping at lower temperatures because neutron matter is likely to be in the superfluid phase where bulk viscosity is suppressed by Pauli blocking. However, at temperatures above $10^{10} - 10^{11}$ K nuclear matter is believed to be in the normal phase with a large bulk viscosity coefficient. Therefore, one has an "instability window" for standard neutron stars corresponding to a range of temperature approximately given by $10^6 - 10^{10}$ K. The exact values depend on the details of the model considered and on the rotation frequency of the star. The instability window is in part reduced by the "surface rubbing" between the core and the crust of the star [11,12]. This mechanism results in a viscous boundary layer between the core and the crust of the star which damps r -mode oscillations for temperatures less than about 10^{10} K and for sufficiently small frequencies.

In [13-16] it is studied the effect of mutual friction in reducing the instability window. It is shown that the typical timescale of mutual friction is of the order of 10^4 s and is therefore too long for damping the r -mode instability. Indeed, the timescale associated with gravitational-wave emission is of the order of few seconds (for a millisecond pulsar). However, mutual friction can reduce the instability for certain values of the entrainment parameter [13] or for large values of the drag parameter [16].

In the present paper we determine the hydrodynamical equations for r -mode oscillations in presence of a novel dissipative mechanism associated with the change in the number of protons, neutrons and electrons which we shall refer to as the *rocket effect*. In real neutron stars this mechanism can take

place in the outer core and in the inner crust of the star and is related to beta decays and interactions between the neutron fluid and the crust. The rocket effect is dissipative because when two or more fluids move with different velocities a change of one component into the other results in a momentum transfer between the fluids. This change in momentum is not reversible, because it is always the faster moving fluid that will lose momentum. The resulting dissipative force is proportional to the mass rate change and to the relative velocity between the fluids. The name "rocket effect" reminds that the same phenomenon takes place in the dynamical evolution of a rocket whose mass is changing in time as it consumes its fuel.

In order to simplify the analysis we consider a simplified model of neutron star consisting of a fluid of neutrons, protons and electrons and no crust. Protons and electrons are locked together by the electromagnetic interaction and therefore we consider that the system consists of two fluids. As a further simplification we assume that the star has a uniform mass distribution with density $\rho = 2.5\rho_0$ and a radius of 10 km. Since this simplified model of star does not comprise a crust we consider only number changing processes associated with weak interactions.

In our analysis we consider two different r -mode oscillations. One is associated predominantly with toroidal comoving displacements and the second one is dominated by toroidal countermoving displacements. We shall refer to these oscillations as "standard r -mode" and as "superfluid r -mode", respectively. These two modes decouple for a star made by uniform and incompressible matter, and we shall restrict to treat such a case. By performing an expansion in the parameter Ω/Ω_K , where Ω is the frequency of the star and Ω_K is its Kepler frequency, we find that the linearized equations for both the standard and superfluid r -modes present additional dissipative terms due to the rocket effect, but for each oscillation they appear in a different order in our expansion parameter. The numerical evaluation of the timescale related to this mechanism is performed in the accompanying paper [17].

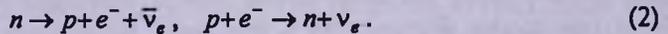
This paper is organized as follows. In Section II we review the hydrodynamic equations in the two fluid approximation. In the hydrodynamical equations we neglect shear and bulk viscosities but consider the mutual friction force and the rocket effect. In Section III we present the differential equations governing the deviations from equilibrium of a rotating two fluid system. We study the linearized problem, neglecting deformations of the star due to rotation and assuming uniform mass density. Although not very realistic, these assumptions allow us to simplify the study of the r -modes, obtaining an analytical expression for the fluid displacements. We draw our preliminary conclusions in Section IV. In Appendix A we report some details about the evolution equations for the comoving and countermoving displacements.

2. *Hydrodynamical equations for the multifluid neutron star model.* The equations describing the dissipative processes of neutrons, protons and electrons in the outer core of a standard neutron star have been studied in detail in [15]. In general, the entropy production rate depends on 19 independent coefficients which are related to the various dissipative processes. However, for low temperatures, well below the critical temperature for superfluidity, and neglecting viscosities one obtains the expression given in [18] which depends only on two different coefficients. One is related to mutual friction and the second one with the so-called rocket term. Here we review the basic hydrodynamical equations in presence of these two different dissipative mechanisms, neglecting the presence of shear and bulk viscosities.

For a system consisting of neutrons, protons and electrons, the mass conservation law is given by, see e.g. [15,18,19],

$$\partial_t \rho_x + \nabla_i (\rho_x v'_x) = \Gamma_x, \quad (1)$$

where Γ_x is the particle mass creation rate per unit volume and the index $x=n, p, e$ refer to the particle species, that is, neutrons, protons and electrons. In these equations we have considered that some process can convert neutrons in protons and electrons and *vice versa*. Therefore, we are assuming that the various components are not separately conserved. One possible mechanism leading to a change in the particle number densities is given by the weak processes



These reactions lead to a change in the chemical potentials of the various species and therefore are associated with number density changes.

A different process can lead to a non-vanishing mass creation rate, which we shall call *crust-core transfusion*. In this process when a compression takes place, the ionic constituent of the crust are squeezed and part of their nucleonic content is released and augments the fluid components. The opposite mechanism, related to a reduction of the pressure leads to the nucleonic capture by the ions of the crust. In the present section we consider that a generic mechanism is at work to produce a change in the number densities. In the accompanying paper [17] we shall evaluate the particle mass creation rate corresponding to the beta decay processes. Regarding the crust-core transfusion processes the corresponding creation rates are difficult to evaluate and we postpone their calculations to future work.

In any case, the three particle creation rates are not independent quantities, because charge conservation implies that $\Gamma_e/m_e = \Gamma_p/m_p$, whereas baryon number conservation leads to $\Gamma_p/m_p = -\Gamma_n/m_n$, meaning that only one creation rate is independent.

It is possible to simplify the treatment of the system considering that our

analysis regards processes that happen at a time scale much larger than the electromagnetic time scale. Therefore, we can consider that electrons and protons are locked together to move with the same velocity [20], (see however [21]). Moreover, charge neutrality implies that the number densities of electrons and protons are equal, i.e. $n_e = n_p$, meaning that electrons and protons can be treated as a single charge-neutral fluid and henceforth we shall refer to this fluid as the "charged" component, employing the subscript c to label it. As a matter of fact, the system can be viewed as consisting of two fluids, with mass densities $\rho_n = m_n n_n$ and $\rho_c = m_n n_c$, where $m_n = m_p + m_e$ and $n_e = n_p = n_c$. For non vanishing mass creation rates, the Euler equations have an extra term, see [18] and are given by

$$\left(\partial_t + v_n^j \nabla_j\right) \left(v_i^n + \varepsilon_n w_i\right) + \nabla_i (\tilde{\mu}_n + \Phi) + \varepsilon_n w^j \nabla_j v_i^n = \frac{f_i^{MF}}{\rho_n}, \quad (3)$$

$$\left(\partial_t + v_c^j \nabla_j\right) \left(v_i^c - \varepsilon_c w_i\right) + \nabla_i (\tilde{\mu}_c + \Phi) - \varepsilon_c w^j \nabla_j v_i^c = -\frac{f_i^{MF}}{\rho_c} + (1 - \varepsilon_n - \varepsilon_c) \frac{\Gamma_n}{\rho_c} w_i, \quad (4)$$

where i, j label the space components, we have defined a chemical potential by mass $\tilde{\mu}_x = \mu_x / m_n$ and $\mathbf{w} = \mathbf{v}_c - \mathbf{v}_n$ represents the relative velocity between the two fluids. The quantities ε_n and ε_c are the entrainment parameters, that are related to the fact that momenta and velocities of quasiparticles may not be aligned [22], and the the gravitational potential, Φ , obeys the Poisson equation

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G(\rho_n + \rho_c). \quad (5)$$

The force term f_i^{MF} entering into both Euler equations corresponds to the mutual friction force between the superfluid and normal component. This force appears when a superfluid is put in rotation [23-25] and at the microscopic level it is due to the scattering of the normal component off the superfluid vortices [20]. In the present case it is due to the scattering of electrons off the neutron superfluid vortices. Indeed, as a consequence of the entrainment between neutrons and protons the superfluid vortices are accompanied by a magnetic field. The expression of the mutual friction force valid for small values of w has been determined in [23] and is given by

$$f_i^{MF} = 2\rho_n B' \varepsilon_{ijk} \Omega_j w^k + 2\rho_n B \varepsilon_{ijk} \hat{\Omega}^j \varepsilon^{klm} \Omega_l w_m, \quad (6)$$

where the coefficients B, B' can be written as

$$B = \frac{\mathcal{R}}{1 + \mathcal{R}^2} \quad \text{and} \quad B' = \frac{\mathcal{R}^2}{1 + \mathcal{R}^2}, \quad (7)$$

where \mathcal{R} is the dimensionless "drag" parameter [15]. The actual strength of the drag is not precisely known, see e.g. [19,20,26] and one can consider three different regimes: the weak drag regime, $\mathcal{R} \ll 1$, the strong drag regime $\mathcal{R} \gg 1$

and the intermediate drag regime, $\mathcal{R} \sim 1$. For small values of the drag parameter one can express the coefficients B , B' as a function of the entrainment parameter. Considering scattering of electrons off vortices, according with [20], one has that

$$B = 4 \times 10^{-4} \frac{\varepsilon_c^2}{\sqrt{1-\varepsilon_c}} \left(\frac{x_c}{0.05} \right)^{7/6} \left(\frac{\rho}{10^{14} \text{ g/cm}^3} \right)^{1/6} \quad \text{and} \quad B' = B^2. \quad (8)$$

The last term on the right hand side of Eq. (4) is the so-called rocket term. This force is due to the fact that when two fluids move with different velocities a change of one component into the other results in a variation of the momentum of each fluid component. This change in momentum can be viewed as a force proportional to the mass rate change, Γ_n and to the relative velocity between the two fluids, w . Actually, in Eqs. (3,4), one can see that the rocket term acts only on the charged component. The reason is that in the presence of the rocket term, the mutual friction is not uniquely determined because part of the rocket term contribution can be included in the definition of the mutual friction force. In the present analysis we have employed the same definition given in [18]. One can show, see [18] for more details, that the mutual friction force is given by the expression in Eq. (6).

In summary, in the presence of the rocket effect one has to consider a nonvanishing mass creation rate in Eq. (1) and the rocket term force in Eq. (4). As we shall show in accompanying paper [17], the rocket effect leads to energy dissipation, and we shall estimate the corresponding damping timescale for r -mode oscillations. In previous analysis of the possible dissipative mechanisms of star oscillations the rocket term has been neglected. Indeed, it was assumed that the neutron, proton and electron numbers are separately conserved quantities, that is $\Gamma_p = \Gamma_e = \Gamma_n = 0$.

3. Perturbed hydrodynamical equations. A non-vanishing mass creation rate influences the evolution of the various hydrodynamical quantities. Indeed, the continuity equation (1) as well as the Euler equations (4) depend on Γ_n . Therefore, in the analysis of the various modes of oscillations of a neutron star one has to take into account effects related to this term. In the present paper we only discuss its effect on the evolution of the r -modes of a superfluid neutron star, although it would be equally interesting to study its effect on other pulsation modes. In the following analysis of the hydrodynamical equations we also include the mutual friction force and we follow very closely the recent analysis of the r -mode oscillations developed in [27] for normal fluid stars and extended to superfluid stars in [16,28].

As in [16], we study the linearized hydrodynamical equations for the perturbations around an equilibrium configuration of a neutron star rotating with constant angular velocity Ω and we assume that the background configuration

is such that the two fluids move with the same velocity, thus at equilibrium $w = 0$.

It is useful to write the Euler equations for the perturbed quantities using as degrees of freedom (dof) the center of mass displacement and the relative displacements between the neutron fluid and the charged fluid. We define the comoving velocity as

$$\delta v = \frac{\rho_n}{\rho} \delta v_n + \frac{\rho_c}{\rho} \delta v_c, \tag{9}$$

and the countermoving, or relative, velocity as

$$\delta w = \delta v_c - \delta v_n. \tag{10}$$

The continuity equation for the comoving degree of freedom is not affected by the rocket effect and is given by

$$\partial_t \delta \rho + \nabla_j (\rho \delta v^j) = 0, \tag{11}$$

on the other hand the continuity equation for the countermoving dof depends on it. We shall assume that the mass creation rate is given by

$$\Gamma_n = \bar{\Gamma}_n + \delta \Gamma_n, \tag{12}$$

where $\bar{\Gamma}_n$ is a steady mass creation rate and $\delta \Gamma_n$ is a small fluctuation on the top of it. Then, employing as a second continuity equation the one for the charged fraction, $x_c = \rho_c / \rho$, we have that

$$\partial_t \delta x_c = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot [x_c (1 - x_c) \rho \delta w] - \delta v \cdot \nabla x_c - \frac{\delta \Gamma_n}{\rho}. \tag{13}$$

The linearized Euler equations for both the comoving and countermoving velocities are given

$$\partial_t \delta v_i + 2 \epsilon_{ijk} \Omega^j \delta v^k + \frac{1}{\rho} \nabla_i \delta p - \frac{\delta \rho}{\rho^2} \nabla_i p + \nabla_i \delta \Phi = (1 - \bar{\epsilon}) \frac{\bar{\Gamma}_n}{\rho} \delta w_i, \tag{14}$$

$$\partial_t (1 - \bar{\epsilon}) \delta w_i + \nabla_i (\delta \beta) + 2 \bar{B}' \epsilon_{ijk} \Omega^j \delta w^k - 2 \bar{B} \epsilon_{ijk} \hat{\Omega}^j \epsilon^{lmn} \Omega_l \delta w_m = (1 - \bar{\epsilon}) \frac{\bar{\Gamma}_n}{\rho_c} \delta w_i, \tag{15}$$

where here we have defined $\bar{\epsilon} = \epsilon_c + \epsilon_n = \epsilon_n (1 + \rho_n / \rho_c) = \epsilon_n / x_c$ and where

$$\delta \beta = \delta \tilde{\mu}_c - \delta \tilde{\mu}_n \tag{16}$$

and $\bar{B} = B / x_c$, $\bar{B}' = 1 - B' / x_c$. The hydrodynamical equations can be studied employing a perturbative expansion of the various hydrodynamical variables in Ω , the star rotation frequency. Actually, the expansion is in the parameter Ω / Ω_K , where Ω_K is the Kepler frequency of the star. For superfluid systems, this expansion is particularly convenient, as one can show that the complicated system of equations for the comoving and countermoving degrees of freedom decouple as these variables depend on different powers of Ω .

In the study of the evolution equations we shall restrict to the case where $\bar{\Gamma}_n = 0$ and therefore the rocket terms in Eqs. (14) and (15) will be neglected.

The only contribution to dissipation will arise from the mass creation rate in Eq. (13), and we shall evaluate the corresponding damping timescale employing the energy integral approximation, see e.g. [16].

For our study we consider some simplifying, admittedly unrealistic, assumptions. We neglect the deformation of the star due to rotation, which affects the hydrodynamical variables at order Ω^2 . We use the Cowling approximation, that is, we neglect perturbations of the gravitational potential associated with the oscillations of the star. As a further simplification, we also consider a model where the mass density of the star is uniform. As emphasized in the *Introduction*, our goal is to study the impact of the rocket effect in the evolution of the r -modes, and we leave for future studies a more realistic model of the star.

Oscillations of a fluid element of a stars can be described by the Lagrangian displacement vector ξ , which can be decomposed into a sum of toroidal and spheroidal components. Since neutron stars can be described employing the two fluid model, one defines comoving and countermoving displacements, respectively ξ_+ and ξ_- , by means of the equations

$$\delta v = \partial_t \xi_+ \propto \Omega \xi_+, \quad \delta w = \partial_t \xi_- \propto \Omega \xi_- . \quad (17)$$

These two displacements describe the center of mass oscillation and the out of phase oscillation of the two fluids, respectively. We then expand these quantities in terms of toroidal and spheroidal components

$$\xi_+ = r \sum_{l,m} \left(0, \frac{K_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi, -K_{lm} \partial_\theta \right) Y_{lm} + r \sum_{l,m} \left(S_{lm}, Z_{lm} \partial_\theta, \frac{Z_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi \right) Y_{lm} , \quad (18)$$

$$\xi_- = r \sum_{l,m} \left(0, \frac{k_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi, -k_{lm} \partial_\theta \right) Y_{lm} + r \sum_{l,m} \left(s_{lm}, z_{lm} \partial_\theta, \frac{z_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi \right) Y_{lm} , \quad (19)$$

where Y_{lm} are the spherical harmonics. The fluctuations of the pressure and of the chemical potential difference can be written respectively as

$$\delta p = \rho g r \sum_{l,m} \zeta_{lm} Y_{lm} , \quad (20)$$

$$\delta\beta = g r \sum_{l,m} \tau_{lm} Y_{lm} , \quad (21)$$

where $g = \Omega_0^2 r$ (with $\Omega_0^2 = GM/R^3$) fixes the scale of pressure and chemical potential fluctuations. Notice that with these definitions, τ_{lm} and ζ_{lm} are dimensionless.

Since in a superfluid star one has two different kind of displacements, in principle one can have two different kind of r -mode oscillations, one associated with the comoving dof and one associated with the countermoving dof. Actually, the hydrodynamical variables defined above obey a complicated set of coupled differential equations, see [16], with couplings between comoving and countermoving displacements. However, as shown in [16], at the leading order in Ω , one finds that the equation for the comoving displacement decouples and

one can determine an analytic expression for the standard *r*-mode oscillation. Regarding the mode associated with the countermoving dof, it turns out to be a general inertial mode. That is, it is not a mode dominated by the toroidal components. However, for incompressible stars with uniform density one has that this inertial mode turns into an *r*-mode. We shall restrict to this case and analyze this *r*-mode oscillation in Sec. 3.2. We explicitly consider the effect of the mutual friction in the equations of motion, the reason is that in this way we can analyze the regime where the mutual friction coefficients, *B* and *B'*, are large. Therefore our results will explicitly depend on the values of these parameters.

3.1. *Standard r-mode oscillations.* For the standard *r*-mode oscillations one assumes that the comoving toroidal displacement, K_{lm} , is of order unity, while the spheroidal comoving displacements are of order Ω^2 . All the countermoving displacements turn out to be of order Ω^2 as well. Since the standard *r*-mode oscillation is dominated by K_{lm} , it is very similar to the *r*-mode oscillation in normal fluids [1], and can be easily determined after imposing proper boundary conditions [16]. To first order in the rotation frequency of the star, one has that the typical frequency of the oscillations (measured in the corotating frame) is

$$\omega_r = \frac{2m\Omega}{l(l+1)}. \tag{22}$$

In our analysis we restrict to analyze the case $l=m=2$, which corresponds to the most unstable *r*-mode.

Regarding the pressure perturbations, they are of order Ω^2 , whereas $\delta\beta \propto \Omega^4$ [13,16]. The order in Ω of the toroidal oscillations and of the pressure and chemical potential fluctuations are reported in the first line of Table 1.

For the purpose of estimating the damping time scales associated to both mutual friction and the rocket effect, carried out in the accompanying paper [17], we have to determine the solutions for the countermoving dof. The equations governing the evolution of the various dynamical variables are

Table 1

ORDER IN Ω OF THE COMOVING AND CONTERMIVING DISPLACEMENTS, OF THE PRESSURE FLUCTUATION AND OF THE CHEMICAL POTENTIAL FLUCTUATION FOR THE STANDARD *r*-MODE OSCILLATION AND FOR THE SUPERFLUID *r*-MODE OSCILLATION

type of <i>r</i> -mode	K_{lm}	k_{lm}	s_{lm}	τ_{lm}	$S_{lm}, s_{lm}, Z_{lm}, z_{lm}$
standard <i>r</i> -mode	$O(\Omega^0)$	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^4)$	$O(\Omega^2)$
superfluid <i>r</i> -mode	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^0)$	$O(\Omega^4)$	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^2)$

reported in the Appendix A. Assuming constant mass density and hydrostatic equilibrium we find that τ_{l+1} obeys the following differential equation

$$r^2 \tau_{l+1}' = (A_1 + B_1 - 1)r \tau_{l+1}' + (A_2 B_2 - A_1 B_1) \tau_{l+1} - A_2 B_4 \frac{r^{l+1}}{R^2 - r^2}, \quad (23)$$

where the prime indicates differentiation with respect to r and the coefficients A_p , B_l are reported in Appendix A. As shown there, the last term on the right hand side of this equation arises because we have assumed that matter is in hydrostatic equilibrium. The differential equation has solution given by

$$\tau_{l+1}(r) = f(r) + C_1 r^{n_1} + C_2 r^{n_2}, \quad (24)$$

where $f(r)$ is the particular solution of the differential equation and where C_1 and C_2 are the coefficients of the homogeneous solution, to be fixed by the boundary conditions. The exponents of the homogeneous solution are given by

$$n_{1,2} = \frac{A_1 + B_1 \pm \sqrt{(A_1 + B_1)^2 + 4(A_2 B_2 - A_1 B_1)}}{2}, \quad (25)$$

and it turns out that n_2 is negative, meaning that in order to avoid divergences at $r=0$, it must be $C_2=0$. It is interesting to note that for vanishing mutual friction one has that $n_1 = l-1$ and $n_2 = -(l+4)$. As a second boundary condition we assume that the chemical potential difference vanishes at the surface of the star, that is $\delta\beta(R)=0$.

For completeness we report the equation obeyed by the radial component of the countermoving spheroidal displacement, which is given by

$$\xi_r' = \frac{r^2 \tau_{l+1}'}{A_2} - \frac{A_1 r \tau_{l+1}}{A_2}. \quad (26)$$

3.2. Superfluid r -mode oscillations. Assuming that k_{lm} is of order unity one finds that the spheroidal countermoving displacements are of order Ω^2 . The driving force on the countermoving displacement is the chemical potential difference which turns out to be of order Ω^2 . The order of the toroidal comoving displacement depends on the compressibility of the fluid. For a compressible fluid it is of order Ω^0 , while for an incompressible fluid it is of order Ω^2 . The reason can be traced back to the fact that comoving oscillations are driven by pressure oscillations and it turns out that $K_{lm} \propto \Omega^{-2} \zeta$. For compressible fluids the pressure oscillations are proportional to chemical potential oscillations and therefore $\zeta \propto \Omega^2$ and thus K_{lm} must be of order unity. Moreover, for this kind of mode, comoving spheroidal displacements turn out to be of the same order in Ω of comoving toroidal displacements, meaning that for a compressible fluid this oscillation is a generic inertial mode and not an r -mode. Since for a compressible fluid various components of the displacements are of the same order in Ω , one has to solve a system of coupled differential equations.

The situation is much easily tractable for incompressible fluids. In this case one can assume that spheroidal oscillations are of order $O(\Omega^2)$ and then toroidal oscillations turn out to be of the same order. The order in Ω of the various displacements and of the pressure and chemical potential fluctuations for incompressible matter are reported in Table 1. We shall restrict the analysis to the case of incompressible fluids, where the comoving and countermoving dof decouple, with the superfluid r -mode oscillation dominated by the toroidal displacement k_{lm} . To first order in the rotation frequency of the star and to first order in the entrainment parameter, the typical frequency of the superfluid r -mode oscillation (measured in the corotating frame) is

$$\omega_r = \frac{2m\Omega}{l(l+1)}(1+\bar{\epsilon}). \tag{27}$$

As for the standard r -mode, we restrict to analyze the case $l=m=2$, which corresponds to the most unstable r -mode. Moreover we consider only small values of the entrainment.

The analysis of the superfluid r -mode oscillation is very similar to the one we have performed for the standard r -mode oscillations, with the roles of K_{lm} and of the pressure oscillations interchanged with k_{lm} and the chemical potential oscillations. We find that for superfluid r -modes, k_{lm} obeys the same equation that K_{lm} obeys for standard r -modes, and the chemical potential fluctuation obeys the same equation that pressure fluctuation obey for standard r -modes. Regarding the pressure oscillation, ζ_{lm} , one has to solve an equation analogous to Eq. (23), but without the last term on the right hand side, because we are now considering an incompressible fluid. We find that

$$\zeta_{l+1} = C_1 r^{s_1} + C_2 r^{s_2}, \tag{28}$$

where $s_{1,2}$ depend on the parameters of the model. One of the two coefficients is always negative, and therefore in order to avoid the divergence at the origin, we have that

$$\zeta_{l+1} = C r^s. \tag{29}$$

We fix C by demanding that the comoving toroidal displacement, K_{lm} , is properly normalized, as in [14].

4. *Conclusion.* Superfluid neutron stars are characterized by various oscillation modes. Of particular interest are r -mode oscillations, because in the absence of efficient dissipative mechanisms they lead to a rapid spin-down of the compact star. The reason is that r -mode oscillations couple to gravitational waves, and the emission of gravitational waves (which spins down the star) makes these oscillations larger. This unstable mechanism can however be damped by dissipative forces, which tend to reduce the amplitude of r -mode oscillations. Indeed, if the characteristic timescale of the dissipative force is

comparable with the timescale associated to the gravitational wave emission, the r -mode oscillation becomes stable, meaning that the compact star does not quickly spin-down by gravitational wave emission.

We have derived the perturbed hydrodynamical equations for two different r -mode oscillations in presence of the rocket effect, that is, in the presence of processes that change the number of protons, neutrons and electrons. The two different r -mode oscillations considered are the "standard r -mode oscillation", which is a predominantly toroidal comoving displacement of the two superfluid and normal components, and the "superfluid r -mode oscillation", which is associated to toroidal countermoving displacements of the two fluids. In realistic neutron stars these two modes are coupled, however, in the limit of small rotation frequency and assuming that the star has a uniform mass density and is incompressible, they decouple. For both kind of oscillations we have determined the linearized Euler equations and found that for both the standard r -mode oscillation and the superfluid r -mode oscillation the rocket effect leads to the appearance of additional dissipative terms in the perturbed hydrodynamical equations. These terms might give a relevant contribution to the energy dissipation of the oscillations, with a damping timescale comparable to the one associated to gravitational wave emission. The numerical evaluation of the corresponding damping timescale and the comparison with those deriving from other dissipative mechanisms is performed in the accompanying paper [17].

APPENDIX A: Evolution equations

1. *Standard r -mode.* We derive the evolution equations for the standard r -modes, assuming uniform mass density of the star. For a star with uniform mass density one can impose hydrostatic equilibrium obtaining

$$P(r) = G \frac{2\pi}{3} (R^2 - r^2) \rho^2, \quad (\text{A1})$$

where we have assumed that the pressure vanishes at the surface of the star. Here $R = 10$ km is the radius of the star and we shall consider a mass density $\rho = 2.5\rho_0$, where ρ_0 is the saturation density of nuclear matter. With these values we obtain that the mass of the star is $M = 1.47 M_\odot$, where M_\odot is the mass of the sun. In this case we have that the pressure and the various components of the countermoving mode obey the following set of equations [16]

$$k_{lm} = a s_{l+1} + b z_{l+1} \quad (\text{A2})$$

$$\tau_{l+1} = c k_{lm} + d z_{l+1} + e s_{l+1} \quad (\text{A3})$$

$$r \frac{d\tau_{l+1}}{dr} = -2\tau_{l+1} - f k_{lm} - g z_{l+1} + h s_{l+1} \quad (\text{A4})$$

$$r \frac{ds_{l+1}}{dr} = -3s_{l+1} - \frac{V}{\Gamma} \frac{1}{1-x_p} \zeta_{l+1} + pz_{l+1}, \quad (A5)$$

where the various coefficients have been derived in [16] and for $l=m$ are given by

$$\begin{aligned} a &= \frac{\bar{B} - i\bar{B}'}{(1-\bar{\epsilon}) - \bar{B}' - i\bar{B}} \frac{1}{\sqrt{2l+3}} & b &= (l+2)a \\ c &= l\omega^2 \frac{(\bar{B} - i\bar{B}')}{\sqrt{2l+3}} \frac{1}{\sqrt{2l+3}} & d &= \frac{\omega^2}{l+2} \left((l+2)(1-\bar{\epsilon}) - i\bar{B}' - i\bar{B} \frac{2+11l+8l+2l^2}{5+2l} \right) \\ e &= -\frac{\omega^2}{l+2} \left(i\bar{B}' - i\bar{B} \frac{2-l}{5+2l} \right) & f &= -(l+1)c \\ g &= -pe & h &= \omega^2 \left((1-\bar{\epsilon}) - 2i\bar{B} \frac{(l+1)^2}{5+2l} \right) \\ p &= (l+1)(l+2), \end{aligned}$$

where $\omega = \sigma/\Omega_0$, with $\Omega_0 = \sqrt{GM/R^3}$. In Eq. (A5) we have that

$$V = \frac{gr\rho}{P} \quad \text{and} \quad \Gamma = \frac{d \log P}{d \log \rho}, \quad (A6)$$

which depend on the equation of state. Since we assume hydrostatic equilibrium we have from Eq. (A1) that

$$V = \frac{2r^2}{R^2 - r^2} \quad \text{and} \quad \Gamma = 2. \quad (A7)$$

Notice that we shall assume that both the background and the perturbations will obey the same equation of state, therefore the coefficient Γ determined above, characterizes both the background and the perturbation.

Finally, according with [16], we have that the pressure fluctuations are given by

$$\zeta_{l+1} = 2 \frac{\omega \tilde{\omega}}{\sqrt{2l+3}} \frac{l}{l+1} \frac{r^{l-1}}{R^{l-1}}, \quad (A8)$$

where $\tilde{\omega} = \Omega/\Omega_0$. Upon substituting the expressions above in the equations (A2), (A3), (A4) and (A5) and expressing k_m and z_{l-1} in terms of s_{l-1} and τ_{l+1} we have two coupled differential equations for s_{l-1} and τ_{l+1} . These equations can be written as a second order differential equation

$$r^2 \tau_{l+1}'' = (A_1 + B_1 - 1)r \tau_{l+1}' + (A_2 B_2 - A_1 B_1) \tau_{l+1} - A_2 B_4 \frac{r^{l+1}}{R^2 - r^2}, \quad (A9)$$

where

$$\begin{aligned}
 A_1 &= -2 - \frac{fb+g}{cb+d}, & A_2 &= -f \frac{ad-be}{cb+d} + g \frac{ac+e}{cb+d} + h, \\
 B_1 &= -3 - p \frac{ac+e}{cb+d}, & B_2 &= \frac{p}{cb+d}, \\
 B_4 &= \frac{x}{1-x_p}.
 \end{aligned}$$

The analysis of the superfluid r -modes is analogous to the one we have done for the standard r -modes. However, in order to have an r -mode oscillation and not a generic inertial mode, one has to assume that the fluid is incompressible [16]. In this case $\Gamma \rightarrow \infty$ and the differential equations one has to solve are simpler.

2. *Superfluid r -mode.* In the case of the superfluid r -mode we assume that the fluid is incompressible, that means $\Gamma \rightarrow \infty$. Therefore, in this case we are left with the following equations for the counter-moving degree of freedom:

$$r \frac{d\tau_{l+1}}{dr} = (l-1)\tau_{l+1} \quad (\text{A10})$$

$$k_{lm} = -\frac{l+1}{2i\omega\tilde{\omega}Q_{l+1}(\overline{B'} + im\overline{B})} \tau_{l+1} \quad (\text{A11})$$

while for the comoving degree of freedom

$$r \frac{dS_{l+1}}{dr} = -3S_{l+1} + aZ_{l+1} \quad (\text{A12})$$

$$r \frac{d\zeta_{l+1}}{dr} = -2\zeta_{l+1} + bS_{l+1} + cZ_{l+1} + dK_{lm} \quad (\text{A13})$$

$$\zeta_{l+1} = eK_{lm} + fZ_{l+1} + gS_{l+1} \quad (\text{A14})$$

$$K_{lm} = hS_{l+1} + jZ_{l+1}, \quad (\text{A15})$$

where we derived similar coefficients as in [16] and, for $l=m$, are given by

$$\begin{aligned}
 a &= (l+1)(l+2) & b &= \omega^2 \\
 c &= -2l\omega\tilde{\omega} & d &= -2i\omega\tilde{\omega}lQ_{l+1} \\
 e &= \frac{d}{l+1} & f &= \omega \left[\omega - \frac{2\tilde{\omega}}{(l+1)(l+2)} \right] \\
 g &= -\frac{2}{l+1} & h &= -\frac{i\omega_0}{\omega - \omega_0} Q_{l+1} \\
 j &= (l+2)h.
 \end{aligned}$$

Now, by expressing K_{lm} and Z_{l-1} in terms of S_{l-1} and ζ_{l+1} we are left with two differential equations for the latter variables, that can also be rearranged as a second order differential equation for S_{l-1}

$$r^2 S_{l+1}'' = (A_1 + B_1 - 1)rS_{l+1}' + (A_2 B_2 - A_1 B_1)S_{l+1}, \quad (\text{A16})$$

where

$$A_1 = -3 - a \frac{eh+g}{ej+f}, \quad A_2 = -c \frac{eh+g}{ej+f} - d \frac{gh-fh}{ej+f} + b,$$

$$B_1 = -2 + \frac{c}{ej+f} + \frac{dj}{ej+f}, \quad B_2 = \frac{a}{ej+f}.$$

Acknowledgments. This work has been supported in part by the INFN-MICINN grant with reference number FPA2008-03918-E. The work of CM has been supported by the Spanish grant FPA2007-60275 and FPA2010-16963. The work of MM has been supported by the Centro Nacional de Física de Partículas, Astropartículas y Nuclear (CPAN) and by the Ministerio de Educación y Ciencia (MEC) under grant FPA2007-66665 and 2009SGR502.

¹ Università di Bari and I.N.F.N. Sezione di Bari, Italy, e-mail: colucci@th.physik.uni-frankfurt.de

² Departament d'Estructura i Constituents de la Matèria and Institut de Ciències del Cosmos (ICCUB), Universitat de Barcelona, Spain I.N.F.N., Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy, e-mail: massimo@lngs.infn.it

³ Instituto de Ciencias del Espacio (IEEC/CSIC), Campus Universitat Autònoma de Barcelona, Facultat de Ciències, Spain, e-mail: cmanuel@ieec.uab.es

г-МОДА ОСЦИЛЛЯЦИЙ И РЕАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ. I. ФОРМАЛИЗМ

Д. КОЛУЧЧИ¹, М. МАННАРЕЛЛИ², К. МАНУЕЛ³

Получены гидродинамические уравнения r -моды осцилляций в нейтронных звездах при наличии нового механизма затухания, связанного с процессами изменения числа частиц. Изменения плотности числа различных сортов частиц приводят к возникновению в этих уравнениях новых диссипативных членов, которые ответственны за реактивный эффект. Использована двухжидкостная модель, причем одна из жидкостей представляет собой заряженную компоненту звезды, а вторая жидкость состоит из сверхтекучих нейтронов. Рассмотрены два различных типа r -моды осцилляций, первая - связанная с совместным смещением, а вторая - с противоположным и безфазовым смещением этих жидкостей.

Ключевые слова: нейтронные звезды; осцилляция; реактивный эффект

REFERENCES

1. *N.Andersson, K.D.Kokkotas*, International Journal of Modern Physics D, 10, 381, 2001.
2. *L.Lindblom*, ArXiv Astrophysics e-prints, 2001.
3. *N.Andersson*, Astrophys. J., 502, 708, 1998.
4. *J.L.Friedman, S.M.Morsink*, Astrophys. J., 502, 714, 1998.
5. *L.Lindblom, B.J.Owen, S.M.Morsink*, Phys. Rev. Lett., 80, 4843, 1998.
6. *N.Andersson, K.Kokkotas, B.F.Schutz*, Astrophys. J., 510, 846, 1999.
7. *J.Madsen*, Phys. Rev. Lett., 85, 10, 2000.
8. *M.Mannarelli, C.Manuel, B.A.Sa'D*, Phys. Rev. Lett., 101(24), 241101, 2008.
9. *N.Andersson, B.Haskell, G.L.Comer*, Phys. Rev. D, 82(2), 023007, 2010.
10. *M.Hoffberg, A.E.Glassgold, R.W.Richardson, M.Ruderman*, Phys. Rev. Lett., 24, 775, 1970.
11. *L.Bildsten, G.Ushomirsky*, Astrophys. J., 529, L33, 2000.
12. *K.Glampedakis, N.Andersson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 371, 1311, 2006.
13. *L.Lindblom, G.Mendell*, Phys. Rev. D, 61(10), 104003, 2000.
14. *U.Lee, S.Yoshida*, Astrophys. J., 586, 403, 2003.
15. *N.Andersson, G.L.Comer*, Classical and Quantum Gravity, 23, 5505, 2006.
16. *B.Haskell, N.Andersson, A.Passamonti*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 397, 1464, 2009.
17. *G.Colucci, M.Mannarelli, C.Manuel*, Astrophysics, 56, 117, 2013.
18. *R.Prix*, Phys. Rev. D, 69(4), 043001, 2004.
19. *D.Langlois, D.M.Sedrakian, B.Carter*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 297, 1189, 1998.
20. *M.A.Alpar, S.A.Langer, J.A.Sauls*, Astrophys. J., 282, 533, 1984.
21. *G.Mendell*, Astrophys. J., 380, 515, 1991.
22. *A.F.Andreev, E.P.Bashkin*, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics, 42, 164, 1975.
23. *H.E.Hall, W.F.Vinen*, Royal Society of London Proceedings Series A, 238, 215, 1956.
24. *E.B.Sonin*, Reviews of Modern Physics, 59, 87, 1987.
25. *N.B.Kopnin*, Reports on Progress in Physics, 65, 1633, 2002.
26. *M.Ruderman, T.Zhu, K.Chen*, Astrophys. J., 492, 267, 1998.
27. *H.Saio*, Astrophys. J., 256, 717, 1982.
28. *N.Andersson, K.Glampedakis, B.Haskell*, Phys. Rev. D, 79(10), 103009, 2009.

r -MODE OSCILLATIONS AND ROCKET EFFECT IN ROTATING SUPERFLUID NEUTRON STARS. II. NUMERICAL RESULTS

G.COLUCCI¹, M.MANNARELLI², C.MANUEL³

Received 20 October 2012

Accepted 5 December 2012

We estimate the timescale due to damping mechanism responsible of the *rocket effect*. We consider a two fluid model in which both components can oscillate and we consider two different kind of r -mode oscillations, one predominantly associated with comoving displacements of the two fluids and a second one associated with countermoving, out of phase, displacements. In the former case, we find that the dissipation mechanism associated with the rocket effect is not able to prevent the growth of the r -mode instability. In the latter case, the rocket effect prevents the growth of the r -mode instability for temperatures larger than about 10^8 K.

Key words: *neutron stars:oscillations:rocket effect*

1. *Introduction.* The purpose of this paper is to estimate the characteristic damping timescale of r -mode oscillations of standard neutron stars due to the rocket effect, that is, in the presence of processes that change the particle densities of protons, neutrons and electrons. The hydrodynamical equations governing the evolution of the system have been derived in the accompanying paper [1] for two different kind of r -mode oscillations. We have considered the *standard r -mode oscillations*, which are predominantly toroidal comoving displacement of the superfluid and normal components, and the *superfluid r -mode oscillations*, which are associated to toroidal countermoving displacements of the two fluids. In principle, these two modes are coupled, however, in the limit of small rotation frequency and assuming that the star has a uniform mass density and is incompressible, they decouple.

The rocket effect is related to any mechanism that changes the relative abundance of the fluid components that are in relative motions. In neutron stars there are two mechanisms that can change the relative abundance of the various components of the outer core, Urca processes and crust-outer core (or inner core-outer core) *transfusions*. The Urca process can lead to a dissipative force if neutrons and protons are in relative motions and it has been shown by Gusakov [2], that the rocket effect can be described by considering in the Euler equations of the system the four bulk viscosity coefficients characteristic of a superfluid system [3]. In the transfusion processes the quantity of matter

in the outer core of the neutron star increases (or decreases) due to fluxes of matter from (to) the crust or the inner core. One of the mechanism to produce such a flux of matter may be related to the neutron star accretion. The fall of matter on the top of the crust produces an increase of the pressure on the external surface of the crust and then the inner part of the crust melts and liberates neutrons, protons and electrons in the outer core. Or one may think that the transfusion is due to a compression of the crust due to a radial oscillation of the outer core. In this case the ionic constituents of the crust are squeezed from below and part of their nucleonic content is released and augments the fluid components of the outer core. The opposite mechanism, related to a reduction of the pressure on the crust, leads to the nucleonic capture by the ions of the lattice of the crust. A similar mechanism may produce the outer core-inner core transfusion, where a change of pressure at the interface between the outer core and the inner core may be accompanied to a flux of matter.

As already was shown in [1], all these processes lead to the appearance of dissipative terms in the hydrodynamical equations, and we have called the rocket effect the corresponding effect on the hydrodynamical evolution of the system.

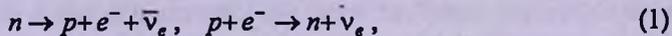
In order to simplify the analysis we consider a simplified model of neutron star consisting of a fluid of neutrons, protons and electrons and no crust. Protons and electrons are locked together by the electromagnetic interaction and therefore the system effectively consists of two fluids. As a further simplification we assume that the star has a uniform mass distribution with density $\rho = 2.5\rho_0$ and a radius of 10 km. Since this simplified model of star does not comprise a crust we consider only number changing processes associated with Urca processes. We estimate the damping timescale of this mechanism for the "standard r -mode oscillations" and the "superfluid r -mode oscillations", whose hydrodynamical equations have been derived in [1]. We find that the dissipative mechanism associated with the rocket term does not efficiently damp standard r -mode oscillations. On the other hand, this mechanism becomes efficient in damping the superfluid r -mode instability at high temperatures, of the order of 10^9 K. Therefore the rocket effect due to Urca processes provides a generalization of the bulk viscosity dissipation. In agreement with [4] we find that the superfluid r -mode oscillations are damped as well by the mutual friction force for sufficiently large values of the entrainment parameter.

This paper is organized as follows. In Section 2 we compute the contribution of Urca processes to particle mass creation rates. In Section 3 we evaluate the timescale corresponding to the rocket effect, only in the case due to weak interactions, and compare the result with the timescale associated with other dissipative processes. We draw our conclusions in Section 4. In Appendix A

we report the expressions of the decay widths of Urca processes in presence of various nn condensates.

2. *Urca processes and the rocket effect.* In order to evaluate the damping timescale associated with the rocket effect we need to evaluate the mass creation rate, Γ_n . There are two main processes that are responsible of the change of the densities of neutrons, protons and electrons in neutron stars. The capture/release of nucleons from the ions in the crust and the Urca processes. The first process regards the properties of ions at extremely high densities and it is difficult to take into account properly. One should consider all the microscopic processes as well as the macroscopic processes that can lead to a transfusion of material between the crust and the underlying fluid. We are not aware of any calculation of the mass creation rate associated with the crust-outer core or the inner core-outer core transfusion mechanisms. However, it is worth mentioning that such processes might become important for a self-consistent treatment of r -modes. r -mode oscillations have a radial component that can be several meters large at the surface of the star, see [5]. Such a radial displacement comes with a pressure oscillations that can lead to a change in composition of the crust and may lead to transfer of material between the crust and the underlying superfluid.

We postpone the treatment of the transfusion processes to future work. For the time being we restrict to Urca processes that take place among protons, neutrons and electrons. It was found in [6], that for certain realistic equations of state the direct Urca processes are allowed when the star density exceeds the nuclear saturation density $\rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, and the proton fraction exceeds the threshold value $x_p^c = 1/9$. We shall restrict to consider such processes which might be realized in the interior of massive neutron stars. Henceforth we shall take $x_p = x_p^c$, but our results do not strongly depend on the precise value of x_p as far as $x_p \geq x_p^c$. The direct Urca reactions are given by



and the corresponding reaction rates are given by

$$\Gamma_{Urca}^d = \int \prod_{i=n,p,e,\nu} \left[\frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2 E_i} \right] f_n (1 - f_p) (1 - f_e) \sum_{\text{spins}} |M|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i - P_f), \tag{2}$$

for the neutron decay process, and by

$$\Gamma_{Urca}^c = \int \prod_{i=n,p,e,\nu} \left[\frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2 E_i} \right] f_p f_e (1 - f_n) \sum_{\text{spins}} |M|^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_i - P_f), \tag{3}$$

for the electron capture process. In both reaction rates, $|M|^2$ is the squared of the scattering cross section for the weak interaction process (see [6-8] for its explicit value), and f_i is the Fermi-Dirac distribution function of the particle $i = n, p, e$.

In equilibrium, or quasi-equilibrium, the neutron decay and the electron capture processes balance, meaning that $\bar{\Gamma}_{Urca}^d = \bar{\Gamma}_{Urca}^c$ (hereafter the bar indicates the steady value of a quantity). In such a case, one has that $\bar{\Gamma}_n = \bar{\Gamma}_p = 0$ and the rocket terms in the perturbed hydrodynamical equations in Eqs. (17)-(18) in [1] vanish. At equilibrium the velocities of the proton and neutron fluids should be the same, and further, the chemical potentials should fulfill the relation

$$\bar{\mu}_n = \bar{\mu}_c = \bar{\mu}_p + \bar{\mu}_e. \quad (4)$$

Therefore, a perturbation around the equilibrium distribution is related to a difference in the velocities of the two fluids and/or a deviation from chemical equilibrium. Out of equilibrium the neutron decay process and the electron capture process do not compensate, resulting in a net source (or sink) of neutrons, and thus, in a non-vanishing value of Γ_n , given by

$$\Gamma_n = \Gamma_{Urca}^d - \Gamma_{Urca}^c. \quad (5)$$

In order to evaluate this quantity we consider small perturbations of the equilibrium distribution functions, $f_i = \bar{f}_i + \delta f$; upon substituting the perturbed distribution function in Eqs.(2,3) and considering terms linear in the perturbation, we obtain the mass creation rate

$$\delta\Gamma_n = -\frac{1}{T} \left(\delta\mu_n - \delta\mu_c + \frac{m_n}{2} (1 - \varepsilon_n - \varepsilon_p) (\delta w)^2 \right) \bar{\Gamma}_{Urca}, \quad (6)$$

in agreement with the results of [9]. Note that the last term in round parenthesis in Eq. (6) gives the correction to the chemical equilibrium due to the relative motion between the two fluids, δw . Since it is of higher order in the fluctuations, it can be neglected.

The value of $\bar{\Gamma}_{Urca}$ depends on the particular neutron superfluid phase that is realized in the star. In [7] three phases have been considered, one corresponding to a 1S_0 condensate and two corresponding to the 3P_2 condensate with $m_j=0$ and $m_j=2$. In any superfluid phase the Urca reaction rate is suppressed with respect to the corresponding value in unpaired matter. The reason is that the phase space available for scattering is reduced in the superfluid phase. This leads to a suppression of the neutrino emission rate and of the bulk viscosity coefficient in the cores of superfluid neutron stars [7]. In our case this leads to a suppression of the rocket effect. However, it is worth remarking that while the suppression is exponentially large for the 1S_0 and for the 3P_2 condensate with $m_j=0$ (of order $\exp(-\Delta/T)$, with Δ the corresponding energy gap), it is much smaller for the 3P_2 condensate with $m_j=2$. This is due to the fact that in the latter case the quasiparticle fermionic dispersion law is gapless. We report the results of [7] regarding these three superfluid phases in Appendix A.

In the situation where the direct Urca processes are not allowed, one should consider modified Urca processes,

$$n+N \rightarrow p+N+e^- + \bar{\nu}_e, \quad p+N+e^- \rightarrow n+N+\nu_e, \quad (7)$$

where N is an additional nucleon. However, the reaction rates of the modified Urca processes are 3-5 orders of magnitude lower than those of direct Urca processes [10], and the effect of the rocket effect in the damping of r -modes will be weaker. For the time being, we will assume that the conditions for the direct Urca processes are allowed in the star.

In general, one can express the mass creation rate as

$$\delta\Gamma_n = \frac{\delta\beta^w}{k_B T} \Xi, \quad (8)$$

where k_B is the Boltzmann constant and we have defined

$$\delta\beta^w = m_n \delta\beta - \frac{m_n}{2} (1 - \epsilon_n - \epsilon_c) (\delta w)^2, \quad (9)$$

where $\delta\beta$ has been defined in Eq. (19) of [1], and in the case when the Urca processes are allowed the value of $\Xi = \bar{\Gamma}_{Urca}$ depends on the superfluid phase considered.

3. Stability analysis. Given the mass creation rate, we can now evaluate the damping timescale associated with the rocket effect and compare the result with the timescale of different processes. In principle, one can determine the damping times associated with any mechanism from the imaginary part of the mode frequency. However, in the present analysis we shall limit ourselves to the energy integral estimates.

First we evaluate the energy associated with any oscillation of the star. In the frame corotating with the star, see [4] for more details, it can be written as

$$E = \frac{1}{2} \int \left(\rho |\delta v|^2 + (1 - \bar{\epsilon}) x_p (1 - x_p) |\delta w|^2 + \sum_{i,j=n,c} \mathcal{P}_{ij} \delta \rho_i \delta \rho_j^* - \frac{|\nabla \delta \Phi|^2}{4\pi G} \right) dV, \quad (10)$$

where the integral is extended to the volume of the superfluid core of the star and we have defined $\mathcal{P}_{ij} = \partial \mu_i / \partial \rho_j$. The energy stored in the oscillations contains a kinetic energy contribution, E_k and a potential energy contribution, E_{pot} .

The variation of the kinetic energy and of the potential energy due to mutual friction and rocket effect can be obtained using the continuity and Euler equations for the oscillations, integrating by parts and discarding surface terms. The variation of the total energy due to the mutual friction turns out to be

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t} \right)_{MF} = - \int dV |\delta w \cdot \mathbf{f}_{MF}|. \quad (11)$$

Regarding the rocket effect, the variation of the kinetic energy can be written as

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial E_k}{\partial t} \right)_{RT} &= \frac{1}{2} \int dV \Gamma_n (|\delta v_n|^2 - |\delta v_c|^2) + \int dV \Gamma_n \delta v_c \cdot \delta w - \\ &- \int dV \rho_n \delta v_n \cdot \nabla \delta \bar{\mu}_n - \int dV \rho_c \delta v_c \cdot \nabla \delta \bar{\mu}_c, \end{aligned} \quad (12)$$

where the last two terms on the right hand side are related to the variation of the potential energy

$$\left(\frac{\partial E_p}{\partial t}\right)_{RT} = \int dV \Gamma_n (\delta\tilde{\mu}_c - \delta\tilde{\mu}_n) + \int dV \rho_n \delta v_n \cdot \nabla \delta\tilde{\mu}_n + \int dV \rho_c \delta v_c \cdot \nabla \delta\tilde{\mu}_c. \quad (13)$$

Upon substituting the expression above in the variation of the kinetic energy we have that

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{RT} = - \int dV |\Gamma_n \delta\beta^w|, \quad (14)$$

and from Eq. (8), we have that at the leading order in the perturbation

$$\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{RT} = -m_n^2 \int dV |\delta\beta|^2 \frac{\Xi}{T}. \quad (15)$$

These expressions are in agreement with the general considerations for the entropy generation due to both mutual friction and the rocket effect of [9]. Further, the requirements of positive entropy production allow us to guarantee that these terms always represent energy losses and not gains.

The damping timescale associated to the mutual friction is given by

$$\frac{1}{\tau_{MF}} = -\frac{1}{2E} \left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{MF} = \frac{1}{2E} \int dV |\delta w \cdot f_{MF}|, \quad (16)$$

while for the rocket term one has that

$$\frac{1}{\tau_{RT}} = -\frac{1}{2E} \left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{RT} = \frac{m_n^2}{2E} \int dV |\delta\beta|^2 \frac{\Xi}{T}. \quad (17)$$

The timescale associated with gravitational-wave emission is instead given by

$$\frac{1}{\tau_{gw}} = -\frac{1}{2E} \left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)_{gw} = \frac{1}{2E} \omega_r \sum_l N_l \omega_l^{2l+1} (|D_{lm}|^2 + |J_{lm}|^2), \quad (18)$$

where D_{lm} and J_{lm} are the mass and current multipoles respectively, ω_r is the r -mode frequency, $\omega_l = \omega_r - m\Omega$ is the frequency measured by an inertial observer and

$$N_l = \frac{4\pi G}{c^{2l+1}} \frac{(l+1)(l+2)}{l(l-1)[(2l+1)!!]^2}. \quad (19)$$

The three timescales τ_{MF} , τ_{RT} and τ_{gw} depend on the particular r -mode oscillation considered. In the following sections we shall separately analyze standard r -modes and superfluid r -modes. In order to make our results comparable with the analysis of [11] we define the entrainment parameter

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_c x_c}{1 - x_c - \varepsilon_c}, \quad (20)$$

and according with [11] we consider the range of values $\varepsilon \leq 0.06$.

3.1. *Timescales for standard r -modes.* In [1] we showed that in

Table 1

ORDER IN Ω OF THE COMOVING AND COUNTERMOVING DISPLACEMENTS, AS OBTAINED IN [1] OF THE PRESSURE FLUCTUATION AND OF THE CHEMICAL POTENTIAL FLUCTUATION FOR THE STANDARD r -MODE OSCILLATION AND FOR THE SUPERFLUID r -MODE OSCILLATION

type of r -mode	K_{lm}	k_{lm}	ζ_{lm}	τ_{lm}	$S_{lm}, s_{lm}, Z_{lm}, z_{lm}$
standard r -mode	$O(\Omega^0)$	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^4)$	$O(\Omega^2)$
superfluid r -mode	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^0)$	$O(\Omega^4)$	$O(\Omega^2)$	$O(\Omega^2)$

the slow rotation approximation the perturbations of the comoving and counter-moving velocities can be written as

$$\delta v = \partial_r \xi_+ \propto \Omega \xi_+, \quad \delta w = \partial_r \xi_- \propto \Omega \xi_- , \tag{21}$$

where

$$\xi_+ = r \sum_{l,m} \left(0, \frac{K_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi, -K_{lm} \partial_\theta \right) Y_{lm} + r \sum_{l,m} \left(S_{lm}, Z_{lm} \partial_\theta, \frac{Z_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi \right) Y_{lm} , \tag{22}$$

$$\xi_- = r \sum_{l,m} \left(0, \frac{k_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi, -k_{lm} \partial_\theta \right) Y_{lm} + r \sum_{l,m} \left(s_{lm}, z_{lm} \partial_\theta, \frac{z_{lm}}{\sin\theta} \partial_\phi \right) Y_{lm} \tag{23}$$

are respectively the comoving and counter-moving displacement and Y_{lm} are the spherical harmonics. In the same approximation, one can write the fluctuations of the pressure and chemical potential as

$$\delta p = \rho g r \sum_{l,m} \zeta_{lm} Y_{lm} , \tag{24}$$

$$\delta \beta = g r \sum_{l,m} \tau_{lm} Y_{lm} , \tag{25}$$

where $g = \Omega_0^2 r$ (with $\Omega_0^2 = GM/R^3$). Therefore, according with Table I we have that $\delta v \propto \Omega$, while $\delta \omega \propto \Omega^3$ to leading order in the Ω expansion. Thus the leading term in the total energy, Eq. (10), is associated with the comoving oscillations and therefore $E \propto \Omega^2$.

We can now evaluate the power counting in Ω of the various timescales. For the mutual friction timescale, we have from [1] that $f_{MF} \propto \Omega^4$ and it follows from Eq.(16) that $\tau_{MF} \propto \Omega^{-5}$. As for the damping time of the rocket term in Eq.(17), we have that $\tau_{RT} \propto \Omega^{-6}$. This comes from the fact that $\delta \beta \propto \Omega^4$ at the leading order in Ω . Notice that in Eq. (14) one can consider only the first term on the right hand side, which is of order $O(\Omega^8)$ and one can neglect the second and the third term on the right hand side, because $\delta \beta (\delta w)^2 \propto \Omega^{10}$ and $(\delta w)^4 \propto \Omega^{12}$.

The timescale associated with the gravitational-wave emission for standard r -modes has been computed in [5,12-16]. For a star of constant density, the

growth timescale of the $l=2$ current multipole is given by

$$\tau_{gw} \approx 22 \left(\frac{M}{1.4 M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^{-4} \left(\frac{P}{1 \text{ ms}} \right)^6 \text{ s} \quad (26)$$

and therefore $\tau_{gw} \propto \Omega^{-6}$.

In r -mode analysis it is useful to introduce the frequency independent quantities τ_{MF}^0 , τ_{RT}^0 , τ_{gw}^0 which are obtained from the corresponding timescales extracting the Ω dependence. For standard r -modes we have that

$$\frac{1}{\tau_{MF}} = \frac{1}{\tau_{MF}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right)^5, \quad \frac{1}{\tau_{RT}} = \frac{1}{\tau_{RT}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right)^6, \quad \frac{1}{\tau_{gw}} = \frac{1}{\tau_{gw}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right)^6. \quad (27)$$

Since we have explicitly considered the mutual friction force in the Euler equations, the mutual friction timescale, τ_{MF}^0 and the rocket effect timescale, τ_{RT}^0 , depend on the drag parameter. In agreement with [17] we find that for $\mathcal{R} \sim 1$ the mutual friction is able to damp the r -mode oscillations, while for large or small values of \mathcal{R} the damping time is too long.

Regarding the rocket effect damping timescale, we compute the numerical value of the coefficient Ξ in Eq. (8). In Fig.1 we report the plot of the rocket effect damping timescale versus entrainment. We consider the weak drag regime, $\mathcal{R} \ll 1$, and that nn pairing takes place in the ${}^3P_2(m_j=2)$ channel, which has the smallest reduction factor (reported in Appendix A, and corresponding to case C). However, results with different values of \mathcal{R} and with pairing in the 1S_0 channel and in the ${}^3P_2(m_j=0)$ lead to very similar results. We assume throughout that the critical temperature of the superfluid phase is $T_c = 10^{10}$ K. We find that τ_{RT}^0 does weakly depend on the entrainment parameter. The

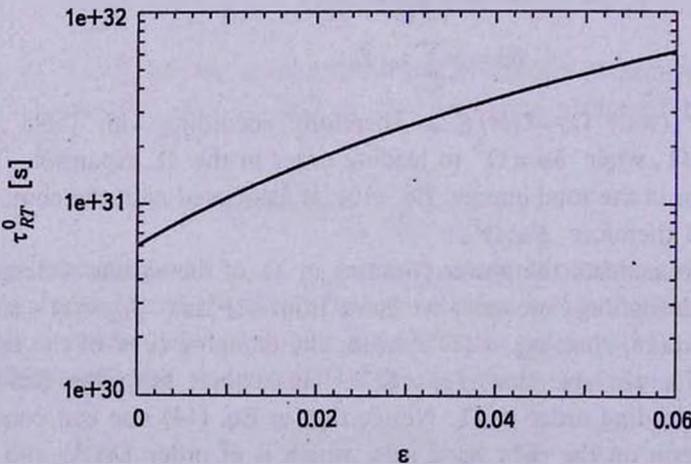


Fig.1. Damping time τ_{RT}^0 evaluated for the standard r -modes in the weak drag regime. The damping time associated with the rocket effect decreases with increasing entrainment parameter ϵ (defined in Eq.(20)). We have taken $T = 10^9$ K and a critical superfluid temperature $T_c = 10^{10}$ K. The star has uniform density $\rho = 2.5\rho_0$, with radius $R = 10$ km and mass $M \approx 1.47 M_{\odot}$.

damping is stronger for small values of the entrainment, but in any case the damping time is extremely large.

More in detail, the rocket effect damps the r -mode instability for

$$\tau_{RT} \leq \tau_{gw} \tag{28}$$

and considering that the τ_{RT} has the same frequency dependence of τ_{gw} , it follows that the condition for damping is independent of the rotation frequency of the star and can be written as

$$\tau_{RT}^0 \leq \tau_{gw}^0. \tag{29}$$

Thus, when this condition is realized, the star is rotationally stable for any value of Ω , as far as the Ω/Ω_K expansion makes sense, where Ω_K is its Kepler frequency.

However, τ_{gw}^0 is of order of tens of second, and as is clear from Fig.1, the timescale of the rocket effect is way too big for damping the r -mode instability. More precisely, considering the temperature dependence of the rocket term, we find that for temperatures below 10^{15} K the damping timescale of the rocket effect is larger than the growth timescale of gravitational waves. Therefore the effect of the rocket term is completely negligible in the analysis of standard r -mode instabilities. The qualitative reason why the rocket term effect is negligible is related to the fact that it is associated with countermoving displacements, which are subleading in standard r -mode oscillations. The suppression in Ω can only be compensated by a very efficient particle conversion mechanism. In the present analysis we have assumed that particle conversion is due to the direct Urca process, which is the most efficient microscopic decay one can consider. Therefore, the rocket term can have a significant effect on standard r -mode oscillations only if a very efficient macroscopic crust-core transfusion mechanism of particle conversion is at work in the neutron star.

3.2. Timescales for superfluid r -modes. The superfluid r -mode oscillation for incompressible superfluids is dominated by toroidal countermoving displacements. According with Table 1, we have that $\delta\omega \propto \Omega$ and $\delta\nu \propto \Omega^3$, to leading order in the Ω expansion. The total energy in Eq. (10) is now dominated by the countermoving displacement and the power counting in Ω is the same one has for standard r -modes, i.e. $E \propto \Omega^2$.

The timescale associated to gravitational-wave emission for superfluid r -modes is much larger than the corresponding value for standard r -modes. The reason is that gravitational-wave emission is only associated with the comoving displacements, see [18,19], which are suppressed with respect to the countermoving modes. More in detail, one has that the mass and current multipoles in Eq. (18) are respectively given by (see e.g. [5])

$$D_{lm} = \int dV r^l \delta\rho Y_{lm}^* \quad \text{and} \quad J_{lm} = 2\sqrt{\frac{l}{l+1}} \int dV r^l (\rho\delta v + \delta\rho\Omega) Y_{lm}^{B*}, \quad (30)$$

where Y_{lm}^{B*} are the magnetic vector harmonics, see [20]. Since for superfluid r -modes we have that $\delta\rho \propto \Omega^2$ and $\delta v \propto \Omega^3$, from Eq. (18) we obtain that $\tau_{gw} \propto \Omega^{-10}$. Thus, for superfluid r -modes we have that

$$\frac{1}{\tau_{gw}} = \frac{1}{\tau_{gw}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right)^{10} \quad (31)$$

and performing the integral in Eq. (30) we find that $\tau_{gw}^0 \approx 0.91 \text{ s}$. Notice that these results differ from the corresponding results reported in [4], where it is assumed that for superfluid r -modes $\tau_{gw} \propto \Omega^{-6}$ and it is found that $\tau_{gw}^0 \sim 10^4 \text{ s}$.

Regarding the mutual friction timescale, we have that $f_{MF} \propto \Omega^2$. Therefore in the case of superfluid r -modes the mutual friction force is much larger than in standard r -modes. This is clearly due to the fact that mutual friction force is proportional to the countermoving displacement, which are dominant for superfluid r -modes. From Eq.(16) we have that $\tau_{MF} \propto \Omega^{-1}$, which is four orders in Ω smaller than the corresponding expression for standard r -modes.

As for the damping time of the rocket term, we have that the three terms on the right hand side of Eq. (14) are of order $\dot{O}(\Omega^4)$ and therefore from Eq. (17) we have that $\tau_{RT} \propto \Omega^{-2}$. Also in this case the timescale is much shorter than for standard r -modes, and for the same reason.

Summarizing, we have that for superfluid r -modes

$$\frac{1}{\tau_{MF}} = \frac{1}{\tau_{MF}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right), \quad \frac{1}{\tau_{RT}} = \frac{1}{\tau_{RT}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right)^2, \quad \frac{1}{\tau_{gw}} = \frac{1}{\tau_{gw}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right)^{10}. \quad (32)$$

The timescale τ_{MF}^0 strongly depends on the entrainment parameter. For very small values of the entrainment, this timescale can become very large, as an example for $\varepsilon = 0.0002$, we have that $\tau_{MF}^0 \approx 1.8 \times 10^3 \text{ s}$. With increasing entrainment, the mutual friction timescale decreases, as an example for $\varepsilon = 0.02$ we find that $\tau_{MF}^0 \approx 1.6 \text{ s}$. The timescales of the rocket term does not strongly depend on mutual friction and we have that

$$\tau_{RT}^0 \approx 99.6 T_9^{-4} R_x^{-1} \text{ s}, \quad (33)$$

where T_9 is the temperature in units of 10^9 K .

We shall now analyze in detail the stability of the superfluid r -modes. In addition to mutual friction and rocket term one has to consider shear and bulk viscosity as well. We have evaluated both of these quantities for superfluid r -modes and found that

$$\frac{1}{\tau_{sv}} = \frac{1}{\tau_{sv}^0}, \quad \frac{1}{\tau_{bv}} = \frac{1}{\tau_{bv}^0} \left(\frac{\Omega}{\sqrt{\pi G \rho}} \right)^2 \quad (34)$$

with

$$\tau_{sv}^0 = 7.5 \times 10^7 T_9^2 s \quad \text{and} \quad \tau_{bv}^0 = 2.68 \times 10^7 T_9^{-4} R_x^{-1} s. \quad (35)$$

Here the shear viscosity timescale is due to electron-electron scattering in a Fermi liquid and we have neglected Landau damping. The effect of Landau damping was considered in [21] and this leads to an even smaller value of the shear viscosity. In the evaluation of the rocket term and of the bulk viscosity timescales we have employed the results of [7], where the reduction factors R_x for direct Urca processes in the presence of the superfluid phase has been evaluated. The results that we shall present refer to the superfluid phase 3P_2 ($m_j=2$), see Appendix A. Notice that all the frequency independent timescales τ^0 have values very similar to the corresponding values found for standard r -modes. The reason is that for $\Omega = \Omega_K$ all the modes of oscillations are of the same order and therefore the difference between standard and superfluid r -modes is immaterial.

The study of the stability of r -mode oscillations now requires to take into account all the different timescales simultaneously. The relation for the stability is given by

$$-\frac{1}{\tau_{gw}} + \frac{1}{\tau_{sv}} + \frac{1}{\tau_{bv}} + \frac{1}{\tau_{MF}} + \frac{1}{\tau_{RT}} = 0, \quad (36)$$

meaning that when this relation is satisfied one has a critical condition for stability. When the quantity on the left hand side is negative, then the mode is unstable.

In Fig.2 we report the result for the superfluid r -mode "instability window" for a star with uniform density, $\rho = 2.5\rho_0$ and $R = 10$ km. The dashed line represents the instability window in the absence of the rocket term and mutual friction. The region above the dashed line is unstable with respect to gravitational-wave emission when only shear and bulk viscosity damping mechanisms are considered. At low temperature, shear viscosity is the dominant dissipative mechanism. With increasing temperature shear viscosity is less efficient and it can damp r -mode oscillations for smaller and smaller values of the frequency. The behavior of bulk viscosity is the opposite and starts to damp r -mode oscillations for temperatures of the order of 10^{10} K.

As we expected, the shape of the instability window in this case is almost the same as for the standard r -mode. This is due to the fact that both the gravitational radiation and the viscosities are only related to the comoving degree of freedom and to the pressure. Therefore, the critical condition for the instability window remains the same.

The full line represents the effect of the rocket term. The instability window with the inclusion of the rocket term is much reduced. Notice that the rocket term has a behavior qualitatively similar to the bulk viscosity. The reason can be traced back to equations (32) and (34), where one can see that rocket term

timescale and the bulk viscosity timescale have the same dependence on temperature and frequency, but the numerical coefficient of the rocket term timescale is much smaller than the numerical coefficient of the bulk viscosity timescale. Therefore the rocket term dominates the bulk viscosity at any frequency and temperature and it becomes effective at smaller temperatures.

In panel *a* of Fig.2 we have assumed zero entrainment and hence, vanishing mutual friction. In the panel *b* of Fig.2 we include the effect of mutual friction. In the simplified model of neutron star that we are considering, mutual friction is independent of the temperature. We consider only the case of small drag parameter, where B and B' are given in [22] and are functions of the entrainment. The lower horizontal line corresponds to $\varepsilon = 0.0002$, while the

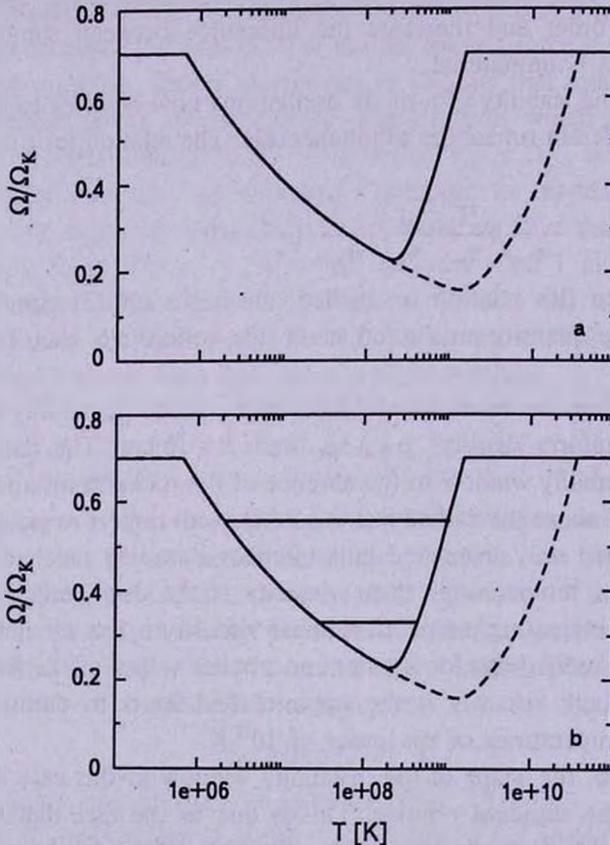


Fig.2. Instability window of the superfluid r -modes of a star with uniform density $\rho = 2.5\rho_0$, with radius $R = 10$ km and mass $M = 1.47 M_\odot$. In both panels, the dashed line represents the instability window in the absence of the rocket term. The full line represents the instability window with the inclusion of the rocket term. The panel *a* corresponds to the case of vanishing entrainment and therefore vanishing mutual friction. In the panel *b* we consider two values of entrainment. The horizontal full lines correspond to the effect of the mutual friction for $\varepsilon = 0.0002$, lower line and $\varepsilon = 0.002$ upper line. In our simplified model of star, the mutual friction is independent of the temperature.

upper line corresponds to $\varepsilon = 0.002$. In agreement with [4], we find that for values of $\varepsilon \sim 0.02$ the effect of the mutual friction is to damp superfluid r -modes for any value of the frequency.

4. *Conclusion.* We have evaluated the damping timescale associated to the rocket effect for a toy model neutron star comprising neutrons, protons and electrons, with uniform mass density and no crust. Since the charged components are locked together by the electromagnetic interaction, we have simplified the hydrodynamical equations considering a two-fluid system in which the mass densities of the two components are not separately conserved.

In this model one has to consider two different r -mode oscillations. The standard r -mode oscillations, which are predominantly toroidal comoving displacements of the two fluids, and the superfluid r -mode oscillations which are associated with toroidal countermoving displacements. In realistic neutron stars these two modes are coupled, however, in the limit of small rotation frequency and assuming that the star has a uniform density and is incompressible, they decouple.

We have evaluated the effect of the rocket term on the stability of these two r -mode oscillations by linearizing the corresponding Euler equations in the limit of slow rotation, i.e. at the leading order in Ω/Ω_K . In our analysis we have included the effect of mutual friction and of shear and bulk viscosities and compared the corresponding timescales with the timescale of gravitational-wave emission. We find that the dissipative mechanism associated with the rocket term is not efficient in damping standard r -mode oscillations. The reason is that standard r -modes are predominantly comoving modes, while the rocket term is associated with the countermoving flow, which for standard r -mode oscillations is subleading. On the other hand, this mechanism becomes efficient in damping the superfluid r -mode instability. The reason is that in this case the countermoving mode is the leading oscillation of the system and we find that for temperatures of the order of 10^9 K the rocket term has a typical timescale comparable with the timescale of gravitational-wave emission. Quite interestingly, for superfluid r -modes the rocket term becomes an efficient damping mechanism before bulk viscosity sets in.

In agreement with [4] we find that the superfluid r -mode oscillations can be damped as well by the mutual friction force for sufficiently large values of the entrainment parameter. However, unlike the mutual friction force, the rocket term is not strongly dependent on the entrainment parameter and it reduces the instability window even for vanishing entrainment. Since the entrainment parameter is a poorly known coefficient, the rocket term represents an interestingly mechanism for superfluid r -mode damping.

It would be interesting to extend the present analysis to more realistic equation of states, in order to see whether the effect persists. It would be also quite interesting

to study the effect of transfusion of neutrons and protons from the crust to the outer core. For standard r -modes we find that the damping timescale of the rocket term is quite large, however this timescale would be reduced if the transfusion of nucleons from the crust to the core results in a mass rate larger than the one due to weak processes. In this case the rocket term might be able to reduce the instability window for standard r -modes as well.

We have limited our analysis to the region of small chemical potential fluctuations, $\delta\beta < T$. As in [23], it would be interesting to extend the present analysis to the supra-thermal region, $\delta\beta > T$, in order to study the spin-down time of unstable stars. The rocket term might also be relevant for hybrid stars with a quark matter core. In that case one should consider weak processes between quarks of different flavors and transfusion processes between nuclear matter and quark matter.

Appendix A: Reaction rates for the Urca processes in different superfluid phases

The reaction rates for the direct Urca processes that may occur in superfluid neutron stars depend on the particular pp and nn superfluid condensates that can be realized. Various superfluid phases have been considered in [7], and the corresponding reaction rates have been evaluated; here we review some of their results.

If there is no superfluidity, the reaction rate for the direct Urca process can be expressed as

$$\bar{\Gamma}_{Urca} = (\Delta I) 1.667 \times 10^{32} (1 - \varepsilon_c) \left(1 - \varepsilon_c \frac{x_c}{1 - x_c} \right) \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^{1/3} T_9^5 \Theta_{npe} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (\text{A1})$$

where T_9 is the temperature in units of 10^9 K. The step function Θ_{npe} is 1 if the direct Urca process is allowed (see [6]), it is 0 otherwise. The factor (ΔI) is a statistical factor that depends on the phase of nuclear matter under consideration. When all particles are in the normal phase, one finds that

$$\Delta I = \Delta I_0 = \frac{17\pi^4}{60}. \quad (\text{A2})$$

When neutrons or protons are superfluid this quantity is multiplied by a reduction factor, R_X and one has that

$$\Delta I = \Delta I_0 R_X. \quad (\text{A3})$$

Here we consider only nn pairing and the index $X=A, B, C$, depending on whether neutrons pair in the 1S_0 channel (which corresponds to $X=A$), in the $^3P_2(m_j=0)$ channel (which corresponds to $X=B$), or in the $^3P_2(m_j=2)$ channel (which corresponds to $X=C$). In [7] it is found that for temperatures smaller than the critical temperature of the corresponding superfluid phase, the

reduction factors are well approximated by

$$R_A = \left(0.2787 + \sqrt{(0.7213)^2 + (0.1564 v_A)^2} \right)^{3.5} \exp\left(2.9965 - \sqrt{(2.9965)^2 + v_A^2} \right), \quad (A4)$$

$$R_B = \left(0.2854 + \sqrt{(0.7146)^2 + (0.1418 v_B)^2} \right)^3 \exp\left(2.0350 - \sqrt{(2.0350)^2 + v_B^2} \right), \quad (A5)$$

$$R_C = \frac{0.5 + (0.1086 v_C)^2}{1 + (0.2347 v_C)^2 + (0.2023 v_C)^4} + 0.5 \exp\left(1 - \sqrt{1 + (0.5 v_C)^2} \right), \quad (A6)$$

where $v_X = \Delta_X(T)/k_B T$ and $\Delta_X(T)$ is the temperature dependent superfluid gap of the phase under consideration. For temperatures larger than the critical temperature the reduction factors are equal to one. It is worth noticing that while in the phase *A* and *B* the reaction rates are suppressed exponentially at low *T*, the reduction factor for the phase *C* varies as T^2 . The case when both neutrons and protons are in a superfluid phase is also considered in [7], where the reduction factors are also numerically computed.

Acknowledgments. This work has been supported in part by the INFN-MICINN grant with reference number FPA2008-03918-E and FPA2010-16963. The work of CM has been supported by the Spanish grant FPA2007-60275. The work of MM has been supported by the Centro Nacional de Física de Partículas, Astropartículas y Nuclear (CPAN) and by the Ministerio de Educación y Ciencia (MEC) under grant FPA2007-66665 and 2009SGR502.

¹ Università di Bari and I.N.F.N. Sezione di Bari, Italy, e-mail: colucci@th.physik.uni-frankfurt.de

² Departament d'Estructura i Constituents de la Matèria and Institut de Ciències del Cosmos (ICCUB), Universitat de Barcelona, Spain I.N.F.N., Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi (AQ), Italy, e-mail: massimo@lngs.infn.it

³ Instituto de Ciencias del Espacio (IEEC/CSIC), Campus Universitat Autònoma de Barcelona, Facultat de Ciències, Spain, e-mail: cmanuel@ieec.uab.es

г-МОДА ОСЦИЛЛЯЦИЙ И РЕАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ. II. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Д. КОЛУЧЧИ¹, М. МАННАРЕЛЛИ², К. МАНУЕЛ³

Получены оценки для характерного времени механизма затухания из-за реактивного эффекта. Рассмотрена двухжидкостная модель, в которой

обе жидкости могут осциллировать в двух типах r -моды осцилляций. Одна из них в основном связана с совместным смещением двух жидкостей, а вторая - с противоположным безфазовым смещением. В первом случае найдено, что диссипативный механизм, связанный с реактивным эффектом, не в состоянии предотвратить рост неустойчивости r -моды. Во втором случае реактивный эффект предотвращает рост неустойчивости r -моды при температурах выше 10^9 K.

Ключевые слова: *нейтронные звезды:осцилляция:реактивный эффект*

REFERENCES

1. *G.Colucci, M.Mannarelli, C.Manuel*, *Astrophysics*, 56, 101, 2013.
2. *M.E.Gusakov*, *Phys. Rev. D*, 76(8), 083001, 2007.
3. *I.M.Khalatnikov*, *Introduction to the theory of superfluidity*, 1965.
4. *U.Lee, S.Yoshida*, *Astrophys. J.*, 586, 403, 2003.
5. *N.Andersson, K.D.Kokkotas*, *International Journal of Modern Physics D*, 10, 381, 2001.
6. *J.M.Lattimer, M.Prakash, C.J.Pethick, P.Haensel*, *Phys. Rev. Lett.*, 66, 2701, 1991.
7. *K.P.Levenfish, D.G.Yakovlev*, *Astron. Lett.*, 20, 43, 1994.
8. *P.Haensel, K.P.Levenfish, D.G.Yakovlev*, *Astron. Astrophys.*, 357, 1157, 2000.
9. *R.Prix*, *Phys. Rev. D*, 69(4),043001, 2004.
10. *P.Haensel, K.P.Levenfish, D.G.Yakovlev*, *Astron. Astrophys.*, 372, 130, 2001.
11. *L.Lindblom, G.Mendell*, *Phys. Rev. D*, 61(10), 104003, 2000.
12. *L.Lindblom*, *ArXiv Astrophysics e-prints*, January 2001.
13. *N.Andersson, K.Kokkotas, B.F.Schutz*, *Astrophys. J.*, 510, 846, 1999.
14. *K.D.Kokkotas, N.Stergioulas*, *Astron. Astrophys.*, 341, 110, 1999.
15. *L.Lindblom, G.Mendell, B.J.Owen*, *Phys. Rev. D*, 60(6), 064006, 1999.
16. *L.Lindblom, B.J.Owen, S.M.Morsink*, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 4843, 1998.
17. *B.Haskell, N.Andersson, A.Passamonti*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 397, 1464, 2009.
18. *A.Sedrakian, I.Wasserman*, *Phys. Rev. D*, 63(2), 024016, 2001.
19. *N.Andersson, K.Glampedakis, B.Haskell*, *Phys. Rev. D*, 79(10), 103009, 2009.
20. *K.S.Thorne*, *Reviews of Modern Physics*, 52, 299, 1980.
21. *H.Heiselberg, C.J.Pethick*, *Phys. Rev. D*, 48, 2916, 1993.
22. *M.A.Alpar, S.A.Langer, J.A.Sauls*, *Astrophys. J.*, 282, 533, 1984.
23. *M.G.Alford, S.Mahmoodifar, K.Schwenzer*, *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 37(12), 125202, 2010.

THE EFFECT OF A DENSITY DEPENDENT BAG CONSTANT ON THE STRUCTURE OF HOT NEUTRON STAR WITH A QUARK CORE

T.YAZDIZADEH¹, G.H.BORDBAR^{2,3}

Received 14 October 2012

Accepted 5 December 2012

As we go from center toward the surface of a neutron star, the state of baryonic matter changes from the de-confined quark-gluon to a mixed phase of quark and hadronic matter and a thin crust of hadronic matter. For the quark matter, within MIT bag model, the total energy density of the system is the kinetic energy for non-interacting quarks plus a bag constant. In this article first we have considered a density dependent bag constant obtained using the recent experimental results of CERN SPS on the formation of a quark-gluon plasma. For calculations of the hadron phase, we use the lowest order constrained variational method. The equation of state of mixed phase has been determined using Gibbs conditions. Finally, we have calculated the structure of a hot neutron star with quark core employing TOV equation. Our results show that a density dependent bag constant leads to a higher mass and lower radius for the hot neutron star with respect to the case in which we use a fixed bag constant.

Key words: *Neutron star:quark core:quark matter:bag constant:structure*

1. *Introduction.* Neutron stars (NS) are among the densest of massive objects in the universe. A hot neutron star is born following the gravitational collapse of the core of a massive star just after the supernova explosion. The interior temperature of a neutron star at its birth is of the order 20 - 50 MeV [1]. As we go from the surface to the center of a neutron star, at sufficiently high densities, the matter is expected to undergo a transition from hadronic matter where the quarks are confined inside the hadrons to a state of deconfined quarks, with up, down and strange quarks in the quark matter. Other quarks have higher masses and do not appear in this state. Glendenning has shown that a proper construction of the hadron-quark phase transition inside the neutron stars implies the coexistence of nucleonic matter and quark matter over a finite range of pressure. Therefore, a mixed hadron-quark phase exists in the neutron star where its energy is lower than that of the quark matter and the nucleonic matter over a finite range of Pressure [2]. This shows that we can consider a neutron star to be composed of a hadronic matter layer, a mixed phase of quarks and hadrons and, in the core, quark matter.

The deconfined quark phase is treated within the popular MIT bag model [3]. In this model, the total energy density is the sum of a nonperturbative energy shift \mathcal{B} (the bag constant) and the kinetic energy for noninteracting

quarks. The bag constant \mathcal{B} can be interpreted as the difference between the energy densities of the perturbative vacuum and physical ones, which has a constant value such as $\mathcal{B} = 55$ and $90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ in the initial model of MIT, recently it is constrained to be compatible with the recent experimental results obtained at CERN on the formation of a quark-gluon plasma. The resulting picture is the following: during the early stages of the heavy-ion collision, a very hot and dense state (fireball) is formed whose energy materializes in the form of quarks and gluons strongly interacting with each other, exhibiting features consistent with expectations from a plasma of deconfined quarks and gluons [4,5]. In general, it is not obvious if the informations on the nuclear EOS from high energy heavy ion collisions can be related to the physics of neutron stars interior. The possible quark-gluon plasma produced in heavy ion collision is expected to be characterized by small baryon density and high temperature, while the possible quark phase in neutron stars appears at high baryon density and low temperature. However, if one adopts for the hadronic phase a noninteracting gas model of nucleons, antinucleons and pions, the original MIT bag model predicts that the deconfined phase occurs at an almost constant value of the quark-gluon energy density, irrespective of the thermodynamical conditions of the system [6].

Burgio et al. [7,8] have investigated the structure of neutron stars with a quark core at zero and finite temperatures, using the Brueckner-Bethe-Goldstone formalism to determine the equation of state of the hadronic matter. We have calculated the structure properties of the cold neutron star by considering a quark phase at its core [9] and compared the results with our previous calculations for the neutron star without the quark core [10]. In these works, we have employed the lowest order constrained variational (LOCV) method for the hadronic matter calculations. Recently, we have calculated the structure of a hot neutron star with a quark core with a fixed bag constant ($\mathcal{B} = 90 \text{ MeV}/\text{fm}^3$) [11]. In the present paper, we intend to extend these calculations to hot neutron stars with a quark cores by considering a density dependent bag constant.

2. Equation of State. In this section we calculate the equation of state of a neutron star composed of a hadronic matter, a mixed phase of quarks and hadrons and a quark core as follows.

2.1. Hadron Phase. In our calculations the equation of state of hot nucleonic matter is computed using the lowest order constrained variational (LOCV) method [12-19]. The details of our calculations for the hadronic phase has been fully discussed in [11].

2.2. Quark Phase. We use the MIT bag model for the quark matter. In this model, the energy density is the sum of kinetic energy of quarks and a bag constant \mathcal{B} which is interpreted as the difference between energy densities

of non interacting quarks and interacting ones [20],

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_u + \varepsilon_d + \varepsilon_s + \mathcal{B}, \quad (1)$$

where ε_i is the kinetic energy per volume of particle i , the kinetic energy of quarks has been discussed in [11] and the bag constant \mathcal{B} , can be interpreted as the difference between the energy densities of the noninteracting quarks and interacting ones, which has constant values such as $\mathcal{B} = 55, 90$ and 220 MeV in the initial model of MIT. But the density of quark matter is not uniform, therefor we can consider a density dependent \mathcal{B} . We try to determine a range of possible values for \mathcal{B} by exploiting the experimental data obtained at the CERN SPS, where several experiments using high-energy beams of Pb nuclei reported (indirect) evidence for the formation of a quark-gluon plasma [21,22]. According to the analysis of those experiments, the quark-hadron transition takes place at about seven times normal nuclear matter energy density ($\varepsilon_0 = 156$ MeV/fm³). In the literature, there are attempts to understand the density dependence of \mathcal{B} [23,24]. However, currently the results are highly model dependent and no definite picture has come out yet. Therefore, we attempt to provide effective parametrization for this density dependence. Our parametrization are constructed in such a way that at asymptotic densities \mathcal{B} approaches a finite value \mathcal{B}_∞ . For the bag constant \mathcal{B} , we use a density dependent Gaussian parametrization [7,25],

$$\mathcal{B}(n) = \mathcal{B}_\infty + (\mathcal{B}_0 - \mathcal{B}_\infty) \exp\left[-\beta(n/n_0)^2\right] \quad (2)$$

with $\mathcal{B}_0 = \mathcal{B}(n=0) = 400$ MeV/fm³ and $\beta = 0.17$. We know that the value of the bag constant \mathcal{B} should be compatible with empirical results. The experimental results at CERN-SPS show a proton fraction $x_p = 0.4$ [26]. Therefore, for calculation of \mathcal{B}_∞ , we employ the equation of state of the asymmetric nuclear matter as follows. First, we use the equation of state of asymmetric hadronic matter characterized by a proton fraction $x_p = 0.4$ and the UV14 + TNI potential. By assuming that the hadron-quark transition takes place at the energy density $\varepsilon = 1100$ MeV/fm³, we find that the hadronic matter baryonic density is n_t (transition density) and at values lower than n_t , the quark matter energy density is higher than that of nuclear matter, while by increasing the baryonic density, the two energy densities become equal at this density, and after that, the nuclear matter energy density remains always higher. Energy density equation of quark matter with two flavors u and d reduces to

$$\varepsilon_Q = \varepsilon_u + \varepsilon_d + \mathcal{B}. \quad (3)$$

Beta-equilibrium and charge neutrality conditions lead to the following relation for the number density of quarks,

$$n_B = 2n_u = n_d. \quad (4)$$

We determine \mathcal{B}_∞ by putting quark energy density and hadronic energy density

equal to each other at any temperature. Later we can calculate the energy density and determine pressure and the equation of state for quark phase such as determined in [11].

2.3. Mixed phase. For mixed phase, where the fraction of space occupied by quark matter smoothly increase from zero to unity, we have a mixture of hadrons, quarks and electrons. According to the Gibbs equilibrium condition, the temperatures, pressures and chemical potentials of both phases are equal [2]. Calculation of equation of state of mixed phase has been fully discussed in [11].

2.4. Results. Our results for the energy densities corresponding to different phases i.e. hadronic matter, pure quark matter and a mixed phase of quarks and hadrons, are given in Fig.1 at two temperatures. It can be seen that at

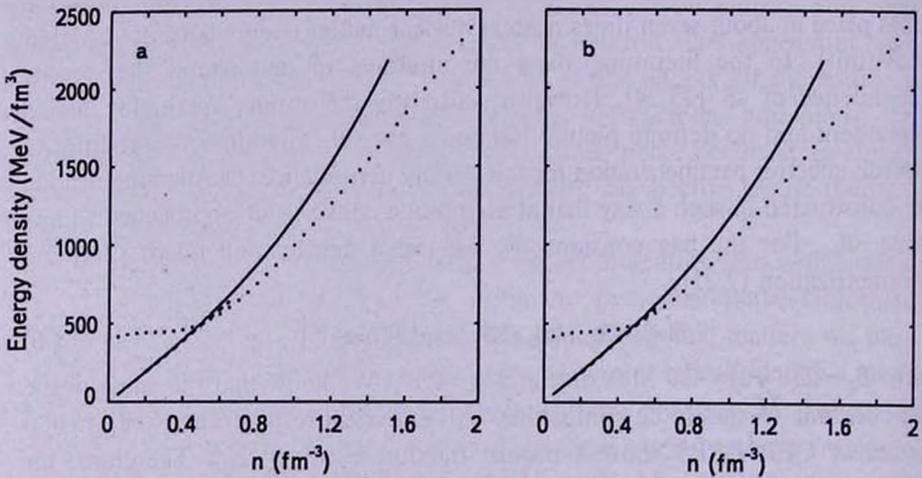


Fig.1. Energy density versus the baryon density for the hadron phase (solid line), mixed phase (dashed line) and quark phase (dotted line) at $T = 10$ (a) and 20 MeV (b).

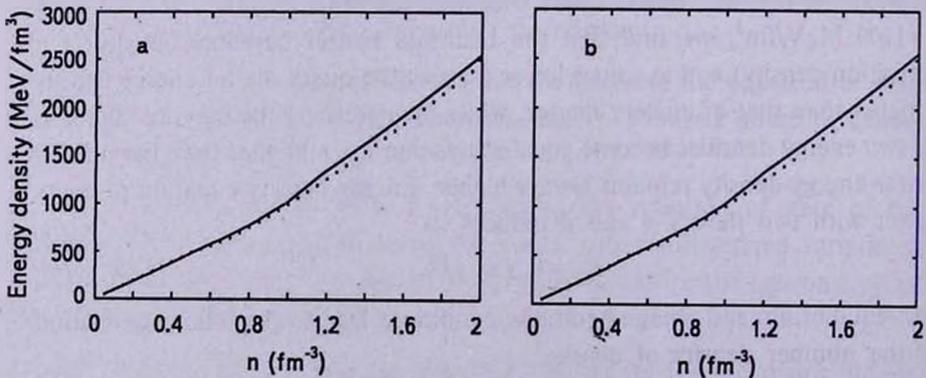


Fig.2. Energy density versus the baryon density for the neutron star with the quark core with density dependent (dotted line) and independent (solid line) bag constant at $T = 10$ (a) and 20 MeV (b).

low densities there is a pure hadronic phase. We have found that a mixed phase exists at higher densities up to $n \sim 0.5 \text{ fm}^{-3}$. It is obvious that a pure quark phase emerges by increasing the density. The energy density for neutron star with density dependent and density independent \mathcal{B} are shown in Fig.2. It is clear that for a density dependent bag constant, the energy density is smaller than that of the independent one. We have calculated the equation of state (the pressure versus baryon density) for the neutron star with the quark core using the density dependent and independent bag constants. Fig.3 shows the relevant results at two temperatures. These equations of state are used as an input into the general relativistic equation of hydrostatic equilibrium.

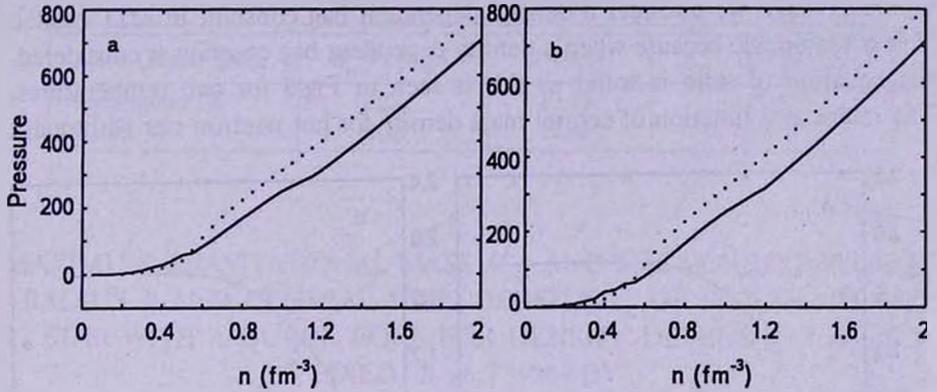


Fig.3 Pressure versus the baryon density for the neutron star with the quark core with density dependent (dotted line) and independent (solid line) bag constant at $T=10$ (a) and 20 MeV (b).

3. *Structure of the Hot Neutron Star with a Quark Core.* The equilibrium energy density distribution of slowly rotating spherical star is determined by the Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation (TOV) [27-29],

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G \left[\epsilon(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[m(r) + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2} \right]}{r^2 \left[1 - \frac{2Gm(r)}{rc^2} \right]}, \quad (5)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon(r). \quad (6)$$

P is the pressure and ϵ is the total energy density. For a given equation of state in the form $P(\epsilon)$, the TOV equation yields the mass and radius of star as a function of central energy density.

In our calculation for the hot neutron star with quark core, we use the following equation of state: (i) Below the density 0.05 fm^{-3} , we use the equation of state calculated by Baym [30]. (ii) For the hadron phase, from the density of 0.05 fm^{-3} up to the density where the mixed phase is started, we use the

equation of state which is calculated in section 2.1. (iii) In the range of densities in mixed phase, we use the equation of state calculated in section 2.3. (iv) For quark phase, we use the equation of state calculated in section 2.2. Using the above equations of state, we integrate the TOV equation numerically and determine the structure of this star. All calculations are done for the density dependent bag constant $\mathcal{B}(\rho)$ at two different temperatures $T=10$ and 20 MeV. Our results are as follows.

The gravitational mass versus the central mass density for a hot neutron star with quark core for two different temperatures has been presented in Fig.4. We can see there is the limiting mass for hot neutron star and this mass increases when we consider a density dependent bag constant in MIT model. This is reasonable because when a density dependent bag constant is considered, the equation of state is softer as this is seen in Fig.3 for two temperatures. The radius as a function of central mass density for hot neutron star with quark

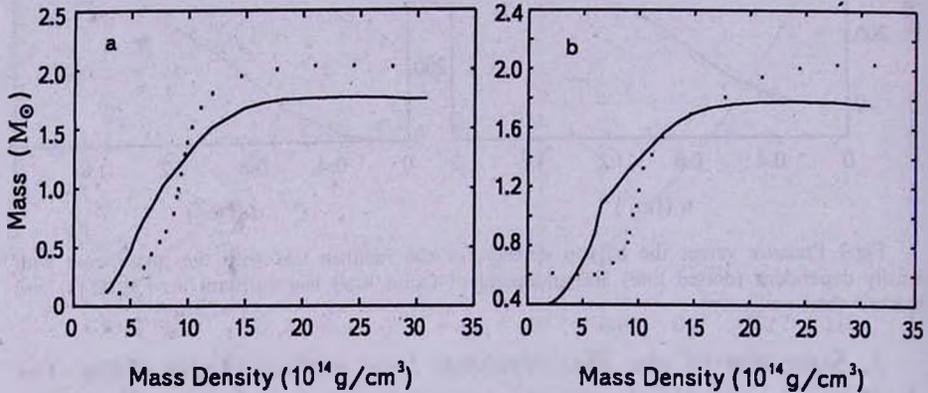


Fig.4. Gravitational mass versus the central mass density for the neutron star with the quark core with density dependent (dotted line) and independent (solid line) bag constant at $T=10$ (a) and 20 MeV (b).

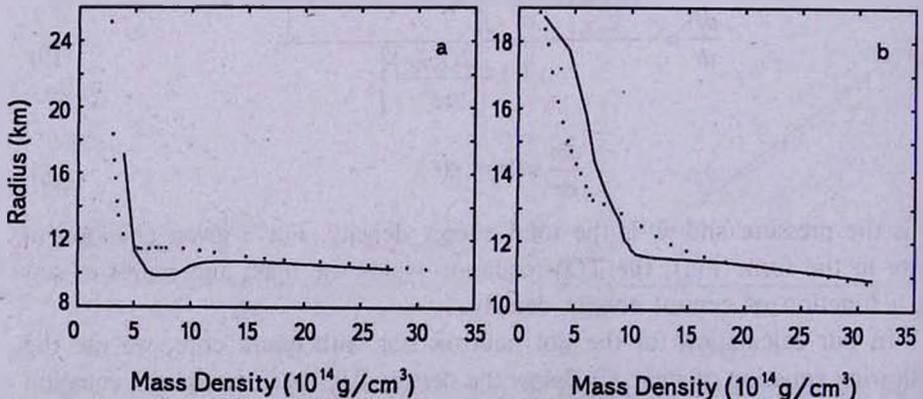


Fig.5. Radius versus the central mass density for the neutron star with the quark core with density dependent (dotted line) and independent (solid line) bag constant at $T=10$ (a) and 20 MeV (b).

core for two different temperatures has been presented in Fig.5. The radius of star decreases when the bag constant is density dependent. Our results for the maximum gravitational mass of the hot neutron star with the quark core and the corresponding values of radius and central mass density have been given in Tables 1 and 2 for two different temperatures.

Table 1

MAXIMUM GRAVITATIONAL MASS M_{\max} AND THE CORRESPONDING RADIUS R AND CENTRAL MASS DENSITY ϵ_c OF HOT NEUTRON STAR WITH A QUARK CORE FOR DENSITY DEPENDENT AND FIXED \mathcal{B} at $T=10$ MeV

NS + Quark Core	$M_{\max} (M_{\odot})$	R (km)	$\epsilon_c (10^{14} \text{ gr/cm}^3)$
Dependent \mathcal{B}	2.032	10.39	24.42
Fixed \mathcal{B}	1.76	10.45	27.38

Table 2

MAXIMUM GRAVITATIONAL MASS M_{\max} AND THE CORRESPONDING RADIUS R AND CENTRAL MASS DENSITY ϵ_c OF HOT NEUTRON STAR WITH A QUARK CORE FOR DENSITY DEPENDENT AND FIXED \mathcal{B} at $T=20$ MeV

NS + Quark Core	$M_{\max} (M_{\odot})$	R (km)	$\epsilon_c (10^{14} \text{ gr/cm}^3)$
Dependent \mathcal{B}	2.033	10.9	24.43
Fixed \mathcal{B}	1.78	11	27.37

4. *Summary and Conclusion.* The structure of hot neutron star with a quark core using a density dependent bag constant has been investigated. From the surface toward the center of hot neutron star, a pure hadronic matter, a mixed phase of quarks and hadrons in a range of densities determined by employing the Gibbs conditions, and a pure quark matter in the core, have been considered. We have employed the LOCV method at finite temperature to get the equation of state of hot hadronic matter. The MIT bag model with the density dependent bag constant obtained by using the recent experimental results of CERN SPS on the formation of a quark-gluon plasma has been applied to compute the equation of state of hot quark matter. We have solved the TOV equation by a numerical method to determine the structural properties of hot neutron star with the quark core at $T=10$ and 20 MeV. The results have been compared to those for the hot neutron star with $\mathcal{B}=90$ MeV/fm³. We have found that a density dependent bag constant leads to a higher mass and a lower radius for the neutron star in comparison to the case in which

the constant $B = 90 \text{ MeV/fm}^3$ has been used.

Acknowledgements. We wish to thank the Research Council of Islamic Azad University, Bafgh Branch. G.H.Bordbar wishes to thank the Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha and Shiraz University Research Council for financial support.

¹ Islamic Azad University, Iran

² Department of Physics, Shiraz University,
Iran, e-mail: bordbar@physics.usc.ac.ir

³ Research Institute for Astronomy and Astrophysics of Maragha, Iran

ЭФФЕКТ, ЗАВИСЯЩИЙ ОТ ПЛОТНОСТИ ПОСТОЯННОЙ МЕШКА НА СТРУКТУРУ ГОРЯЧЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ

Т.ЯЗДИЗАДЕ, Г.Х.БОРДБАР

При движении от центра к поверхности нейтронной звезды состояние барионной материи изменяется от кварк-глюонов в состоянии деконфайнмента до смешанной фазы из кварковой и адронной материи, и до тонкой коры из адронной материи. Для кварковой материи в модели мешка MIT полная плотность энергии системы состоит из кинетической не взаимодействующих кварков плюс постоянная мешка. В этой статье мы рассматриваем зависящую от плотности постоянную мешка, полученную с использованием современных экспериментальных данных по формированию кварк-глюонной плазмы на суперпротонном синхротроне CERN. Для вычислений в адронной фазе мы использовали вариационный условный метод низшего порядка. Уравнение состояния смешанной фазы получено с использованием условия Гиббса. Далее мы вычислили структуру горячей нейтронной звезды используя уравнение Толмена-Оппенгеймера-Волкова. Наши результаты показывают, что зависящая от плотности постоянная кваркового мешка приводит к большей массе и к меньшему радиусу горячей нейтронной звезды по сравнению со случаем, в котором мы используем фиксированную постоянную.

Ключевые слова: *нейтронная звезда:кварковая кора:кварковая материя:
постоянная мешка:структура*

REFERENCES

1. *A.Burrows, J.M.Lattimer*, *Astrophys. J.*, **307**, 178, 1986.
2. *N.K.Glendenning*, *Phys. Rev.*, **D46**, 1274, 1992.
3. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf*, *Phys. Rev.*, **D9**, 3471, 1974.
4. *J.Rafelsky, B.Muller*, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 1066, 1982.
5. *T.Matsuland, H.Satz*, *Phys. Lett.*, **B178**, 416, 1986.
6. *J.Cleymans, R.V.Gavaï, E.Suhonen*, *Phys. Rep.*, **130**, 217, 1986.
7. *G.F.Burgio, M.Baldo, P.K.Sahu, H.-J.Schulze*, *Phys. Rev.*, **C66**, 025802, 2002.
8. *G.F.Burgio, M.Baldo, O.E.Nicotra, H.-J.Schulze*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **308**, 387, 2007.
9. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli, T.Yazdizadeh*, *Int. J. Mod. Phys.*, **A21**, 5991, 2006.
10. *G.H.Bordbar, M.Hayati*, *Int. J. Mod. Phys.*, **A21**, 1555, 2006.
11. *T.Yazdizadeh, G.H.Bordbar*, *Res. Astron. Astrophys.*, **11**, 471, 2011.
12. *G.H.Bordbar, M.Modarres*, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **23**, 1631, 1997.
13. *G.H.Bordbar, M.Modarres*, *Phys. Rev.*, **C57**, 714, 1998.
14. *M.Modarres, G.H.Bordbar*, *Phys. Rev.*, **C58**, 2781, 1998.
15. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, *Phys. Rev.*, **C75**, 045804, 2007.
16. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, *Phys. Rev.*, **C76**, 035803, 2007.
17. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, *Phys. Rev.*, **C77**, 015805, 2008.
18. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, *Phys. Rev.*, **C78**, 054315, 2008.
19. *M.Bigdeli, G.H.Bordbar, Z.Rezaei*, *Phys. Rev.*, **C80**, 034310, 2009.
20. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, *Phys. Rev.*, **D30**, 2379, 1984.
21. *U.Heinz, M.Jacobs*, *nucl-th/0002042*.
22. *U.Heinz*, *Nuch. phys.*, **A685**, 414, 2001.
23. *C.Adami, G.E.Brown*, *Phys. Rep.*, **234**, 1, 1993.
24. *D.Blaschke, H.Grigorian, G.Poghosyan, C.D.Roberts, S.Schmidt*, *Phys. Lett.*, **B450**, 207, 1999.
25. *M.Baldo, G.F.Burgio, H.-J.Schulze*, *Superdense QCD Matter and Compact Stars NATO Sci. Ser., Vol. 197, Part II*, 113, 2006.
26. *G.F.Burgio, M.Baldo, P.K.Sahu, A.B.Suntra, H.-J.Schulze*, *Phys. Lett.*, **B526**, 19, 2002.
27. *S.L.Shapiro, S.A.Teukolski*, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars*, New York, 1983.
28. *N.K.Glendenning*, *Compact Star, Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity*, Springer, New York, 2nd ed., 2000.
29. *F.Weber*, *Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics*, Institute of Physics, Bristol, 1999.
30. *G.Baym, C.Pethick, P.Sutherland*, *Astrophys. J.*, **170**, 299, 1971.

РЕШЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА
ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ
АТМОСФЕРЕ. III

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 12 декабря 2012

В работе рассматривается задача об определении статистических средних величин, описывающих диффузию излучения в неоднородной плоскопараллельной атмосфере. Применением метода инвариантного погружения находят среднее число рассеяний и среднее время пребывания в среде различных групп квантов. Во всех случаях вопрос сводится к решению одинаковых по форме интегродифференциальных уравнений с заданными начальными условиями, что легко реализуемо при численных расчетах.

Ключевые слова: перенос излучения: трехмерная среда: интегро-дифференциальные уравнения с начальными условиями

1. *Введение.* В предыдущих работах [1-3] была развита идея, заключающаяся в сведении различных часто встречаемых в астрофизике задач переноса излучения к решению задач с начальными условиями, которые удобны для вычислений на современных ЭВМ. Для достижения указанной цели сначала находят глобальные оптические характеристики рассеивающей и поглощающей атмосферы (коэффициенты отражения и пропускания), после чего сравнительно легко определяется поле излучения внутри нее. При этом используется метод инвариантного погружения (см., например, [4]), который в равной мере применим и в случае, когда среда является неоднородной. Другое достоинство этого метода заключается в том, что он позволяет определить искомые величины сразу для семейства атмосфер с разными оптическими толщинами.

Развитие теории переноса излучения в неоднородной среде весьма актуально, особенно если учесть, что современные астрономические инструменты предоставляют возможность более детально исследовать явления, происходящие в космических объектах, что, в свою очередь позволяет изучить проявления различного рода неоднородностей, в том числе тех, которые обусловлены тонкой структурой излучаемого объема.

Цель настоящей работы - показать эффективность описанного подхода при определении статистических средних величин, характеризующих диффузию излучения в неоднородной атмосфере. Среди различного рода таких величин особое место занимают среднее число рассеяний (СЧР) и

среднее время (СВ), затрачиваемого квантом в ходе блуждания в среде. Встречаемая иногда в литературе задача о нахождении среднего пути, проходимого квантом в среде (см. [5-7]), эквивалентна задаче об определении последней из указанных величин, если квант тратит время лишь на путь между двумя последовательными актами рассеяния. Ввиду того, что эти величины играют важную роль в астрофизических приложениях, им посвящено много работ. Достаточное количество ссылок на них можно найти в [8-11]. Практически во всех прежних работах, представляющие интерес средние величины определялись будучи взвешенными по мощности внутренних источников энергии и, что существенно, - для однородной среды. Между тем важно знать СЧР, испытываемых каждым квантом при диффузии через рассеивающую среду, равно как и затрачиваемое при этом СВ, в зависимости от исходных и конечных значений частоты и направления [12,13]. Некоторые аспекты определения этих величин освещаются в [10,11,14-16].

Содержание работы таково. В разделе 2 будут введены основные величины и уравнения, необходимые для дальнейшего изложения. Следующий раздел посвящен задаче о нахождении СЧР для неоднородной атмосферы. Применяется метод инвариантного погружения, в результате чего задача сводится к задаче с начальными условиями. Тот же метод в разделе 4 используется для определения СВ пребывания кванта в среде. Обсуждению полученных результатов посвящен заключительный раздел.

2. Функции отражения и пропускания. Рассмотрим перенос излучения через плоскопараллельную неоднородную атмосферу конечной оптической толщины τ_0 в центре спектральной линии. Для простоты, предположим, что рассеяние является изотропным и полностью некогерентным. Уширение спектральной линии будет описываться функцией Фойгта для профиля коэффициента поглощения, $\alpha(x) = H(x, a)$, где a - фойгтовский параметр, x - безразмерная частота, представляющая собой смещение от центральной частоты, в единицах доплеровской полуширины. Нормализационный множитель функции Фойгта $A = 1/\sqrt{\pi}$. Роль поглощения в непрерывном спектре будет задаваться параметром β , обозначающим отношение коэффициента поглощения в континууме к коэффициенту поглощения в центре спектральной линии. Вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния обозначим через λ .

Для простоты, под неоднородной атмосферой в данной работе будет пониматься атмосфера, в которой от глубины зависит лишь параметр λ . В то же время, как можно будет убедиться ниже, ход рассуждений и применяемый метод остаются в силе и в более общем случае, когда от глубины зависят и другие параметры, определяющие диффузию излучения в среде (параметр β , профиль коэффициента поглощения $\alpha(x)$, закон

перераспределения излучения по частотам и направлениям и т.д.).

Введем в рассмотрение основные величины, необходимые для дальнейшего изложения. Начнем с определения глобальных оптических характеристик среды при ее освещении со стороны границы $\tau = \tau_0$ (рис.1). Для осредненного по азимуту коэффициента отражения введем обозначение $\rho(x', \eta; x, \xi, \tau_0)$, где x и ξ представляют собой частоту и косинус угла падения кванта, а пара (x', η) — одноименные величины для отраженных квантов. Функция ρ вводится таким образом, что ρ/ξ обладает вероятностным смыслом.

Она удовлетворяет уравнению (ср. с уравнением (16) в [2])

$$\frac{d\rho}{d\tau_0} = -\left[\frac{\gamma(x')}{\eta} + \frac{\gamma(x)}{\xi}\right]\rho(x', \eta; x, \xi, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2}\varphi(x', \eta, \tau_0)\varphi(x, \xi, \tau_0), \quad (1)$$

где $\tilde{\lambda} = A\lambda$, $\gamma(x) = \alpha(x) + \beta$,

$$\varphi(x, \xi, \tau_0) = \alpha(x) + \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') dx' \int_0^1 \rho(x', \eta'; x, \xi, \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}, \quad (2)$$

и $\rho(x', \eta; x, \xi, 0) = 0$.

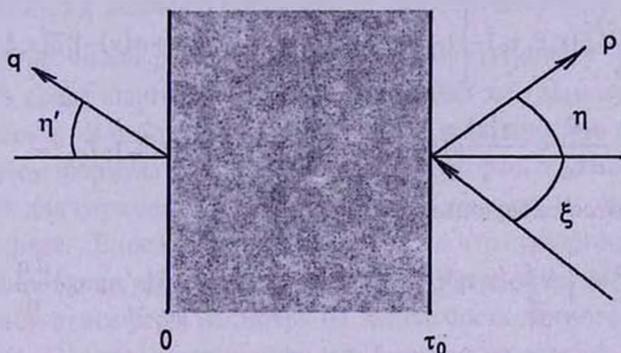


Рис.1. Схематическое изображение переноса излучения в трехмерной среде конечной толщины при ее освещении со стороны границы $\tau = \tau_0$.

Переходя к коэффициенту прохождения $q(x', \eta; x, \xi, \tau_0)$, для его диффузной составляющей введем обозначение $\sigma(x', \eta; x, \xi, \tau_0)$, так что

$$q(x', \eta; x, \xi, \tau_0) = \eta\delta(x' - x)\delta(\eta - \xi)\exp\left[-\frac{\gamma(x)}{\xi}\tau_0\right] + \sigma(x', \eta; x, \xi, \tau_0). \quad (3)$$

Функция σ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\sigma}{d\tau_0} = -\frac{\gamma(x)}{\xi}\sigma(x', \eta; x, \xi, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2}\varphi(x, \xi, \tau_0)\psi(x', \eta, \tau_0), \quad (4)$$

причем

$$\psi(x', \eta, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') dx'' \int_0^1 \rho(x', \eta; x'', \eta', \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}, \quad (5)$$

или

$$\psi(x', \eta, \tau_0) = \exp\left[-\frac{\gamma(x')}{\eta} \tau_0\right] + \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') dx'' \int_0^1 \sigma(x', \eta; x'', \eta', \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}, \quad (6)$$

и $\sigma(x', \eta; x, \xi, 0) = 0$ в качестве начального условия.

Уравнения (1) и (4) являются обобщением аналогичных уравнений для коэффициентов отражения и прохождения, приведенных в [2]. Напомним, что они получаются применением метода инвариантного погружения в результате добавления к границе $\tau = \tau_0$ среды тонкого слоя с последующим переходом к пределу, когда его толщина стремится к нулю. Далее мы будем иметь дело с вероятностями отражения и пропускания, относящимися ко всем отраженным и пропущенным квантам независимо от угла и частоты. Эти величины будут отмечаться сверху чертой:

$$\bar{p}(x, \xi, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_0^1 \rho(x', \eta; x, \xi, \tau_0) \frac{d\eta}{\eta}, \quad \bar{q}(x, \xi, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_0^1 q(x', \eta; x, \xi, \tau_0) \frac{d\eta}{\eta}. \quad (7)$$

На основании (1) и (4) для указанных функций нетрудно получить интегро-дифференциальные уравнения с заданными начальными условиями

$$\frac{d\bar{p}}{d\tau_0} = -\frac{\gamma(x)}{\xi} \bar{p}(x, \xi, \tau_0) - \left[1 - \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \varphi_0(\tau_0)\right] \varphi(x, \xi, \tau_0) + \alpha(x) - \beta \bar{p}(x, \xi, \tau_0), \quad (8)$$

$$\frac{d\bar{q}}{d\tau_0} = -\frac{\gamma(x)}{\xi} \bar{q}(x, \xi, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \psi_0(\tau_0) \varphi(x, \xi, \tau_0), \quad (9)$$

где используются следующие обозначения

$$\varphi_0(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^1 \varphi(x, \eta, \tau_0) d\eta = \sqrt{\pi} + \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') dx' \int_0^1 \bar{p}(x', \eta, \tau_0) \frac{d\eta}{\eta}, \quad (10)$$

$$\psi_0(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^1 \psi(x, \eta, \tau_0) d\eta = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_0^1 \bar{q}(x, \eta, \tau_0) \frac{d\eta}{\eta} \quad (11)$$

и $\bar{p}(x, \xi, 0) = 0$, $\bar{q}(x, \xi, 0)/\xi = 1$.

Введем в рассмотрение также величину $R_0(x, \xi, \tau_0)$, представляющую собой вероятность того, что падающие на среду кванты в конечном счете подвергнутся истинному поглощению в ней и будут термализованы. Методом инвариантного погружения для нее нетрудно получить

$$\frac{dR_0}{d\tau_0} = -\frac{\gamma(x)}{\xi} R_0(x, \xi, \tau_0) - \left[1 - \lambda(\tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \phi(\tau_0)\right] \varphi(x, \xi, \tau_0) + \beta[1 + \bar{p}(x, \xi, \tau_0)], \quad (12)$$

где

$$\phi(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_0^1 R_0(x, \eta, \tau_0) \frac{d\eta}{\eta} \quad (13)$$

и $R_0(x, \xi, 0) = 0$. Очевидно, что $\bar{\rho} + \bar{q} + R_0 = 1$, и

$$\varphi_0(\tau_0) + \psi_0(\tau_0) + \phi(\tau_0) = 2\sqrt{\pi}. \quad (14)$$

Из (12) нетрудно вывести интегральное уравнение для функции $\phi(\tau_0)$

$$\phi(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) L(\tau_0 - \tau) \phi(\tau) d\tau + G(\tau_0), \quad (15)$$

где

$$L(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_0^1 \varphi(x, \xi, \tau) \exp\left(-\frac{\gamma(x)}{\xi} \tau\right) \frac{d\xi}{\xi}, \quad (16)$$

известная в классической теории переноса функция и

$$G(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} [1 - \lambda(\tau)] L(\tau) d\tau + \beta F(\tau_0), \quad (17)$$

$$F(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_0^1 [1 + \bar{\rho}(x, \xi, \tau)] \exp\left(-\frac{\gamma(x)}{\xi} \tau\right) \frac{d\xi}{\xi}. \quad (18)$$

Теперь, имея в своем распоряжении все необходимые сведения, перейдем непосредственно к задаче об определении статистических средних величин.

3. *Среднее число рассеяний.* Рассмотрим статистику многократного рассеяния в среде квантов частоты x , падающих на границу $\tau = \tau_0$ среды под углом $\cos^{-1}\xi$. В работах [10, 14] нами было показано, что предложенная Амбарцумяном формула $N = \lambda \partial \ln I / \partial \lambda$ для однородной атмосферы (см. [17]) справедлива для отраженных и пропущенных квантов, но не тех, которые гибнут в среде. Впоследствии выяснилось, что указанная процедура дифференцирования по λ формально может быть применена и в случае неоднородной атмосферы несмотря на зависимость данного параметра от глубины [16]. С учетом сказанного, нас будет интересовать СЧР для трех типов квантов: отраженных, пропущенных и тех, которые термализуются в среде. В согласии с вышесказанным, в случае первых двух групп квантов к цели приведет формальное дифференцирование по λ соответствующих вероятностей. Вводя для ожидаемого числа рассеяний указанных квантов обозначения $N_* = \lambda \partial \bar{\rho} / \partial \lambda$, $N_0 = \lambda \partial \bar{q} / \partial \lambda$, на основе (8) и (9) получаем

$$\begin{aligned} \frac{dN_*}{d\tau_0} = & -\frac{\gamma(x)}{\xi} N_*(x, \xi, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} [f_0(\tau_0) + \varphi_0(\tau_0)] \varphi(x, \xi, \tau_0) - \\ & - \left[1 - \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \varphi_0(\tau_0) \right] f(x, \xi, \tau_0) - \beta N_*(x, \xi, \tau_0), \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_0}{d\tau_0} = & -\frac{\gamma(x)}{\xi} N_0(x, \xi, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} [g_0(\tau_0) + \psi_0(\tau_0)] \varphi(x, \xi, \tau_0) + \\ & + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \psi_0(\tau_0) f(x, \xi, \tau_0), \end{aligned} \quad (20)$$

где $f(x, \xi, \tau_0) = \lambda \partial \phi(x, \xi, \tau_0) / \partial \lambda$, $f_0(\tau_0) = \lambda \partial \phi_0(\tau_0) / \partial \lambda$ и $g_0(\tau_0) = \lambda \partial \psi_0(\tau_0) / \partial \lambda$. В качестве начальных условий имеем $N_*(x, \xi, 0) = N_0(x, \xi, 0) = 0$. Очевидно, что величины $N_*/\bar{\rho}$ и N_*/\bar{q} дают искомые СЧР для отраженных и пропущенных квантов.

Перейдем теперь к третьей группе квантов, которые гибнут в среде. Процедура инвариантного погружения должна быть теперь применена непосредственно к числу рассеяний путем определения этого числа для каждой реализации, принимаемой в расчет при добавлении к среде дополнительного слоя. Используя развитый в [10] метод производящей функции для ожидаемого числа рассеяний N_a рассматриваемых квантов, получим

$$\begin{aligned} \frac{dN_a}{d\tau_0} = & -\frac{\gamma(x)}{\xi} N_a(x, \xi, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} [h_0(\tau_0) + \phi(\tau_0) + 1 - \lambda(\tau_0)] \phi(x, \xi, \tau_0) + \\ & + \left[\frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \phi(\tau_0) + 1 - \lambda(\tau_0) \right] f(x, \xi, \tau_0) + \beta [1 + \bar{\rho}(x, \xi, \tau_0) + N_*(x, \xi, \tau_0)], \end{aligned} \quad (21)$$

где $h_0(\tau_0) = \lambda \partial \phi(\tau_0) / \partial \lambda$, и начальное условие $N_a(x, \xi, 0) = 0$. Легко увидеть, что $\langle N \rangle = N_* + N_0 + N_a$ представляет собой СЧР для квантов частоты x , падающих на среду под углом $\cos^{-1} \xi$ независимо от того, гибнут в ней или покидают ее. Принимая во внимание (14) и вводя обозначение

$$\Phi(\tau_0) = f_0(\tau_0) + g_0(\tau_0) + h_0(\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_0^1 \langle N(x, \eta, \tau_0) \rangle \frac{d\eta}{\eta}, \quad (22)$$

находим

$$\frac{d\langle N \rangle}{d\tau_0} = -\frac{\gamma(x)}{\xi} \langle N(x, \xi, \tau_0) \rangle + \left[\frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \Phi(\tau_0) + 1 \right] \phi(x, \xi, \tau_0) + \beta [1 + \bar{\rho}(x, \xi, \tau_0)], \quad (23)$$

причем $\langle N(x, \xi, 0) \rangle = 0$. По аналогии с (15), из (23) можно вывести интегральное уравнение для функции $\Phi(\tau_0)$

$$\Phi(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) L(\tau_0 - \tau) \Phi(\tau) d\tau + G_1(\tau_0), \quad (24)$$

где

$$G_1(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} L(\tau) d\tau + \beta F(\tau_0), \quad (25)$$

и функции $L(\tau_0)$ и $F(\tau_0)$ задаются формулами (16), (18).

Все полученные уравнения (19)-(21), (23) легко решаются численно. В частности, после решения (24) искомое СЧР находится в явном виде из (23). Некоторые аналитические результаты можно получить для однородной среды (см. [10]). В частности, полагая производные в этих уравнениях равным нулю, приходим к результатам, полученным ранее в упомянутой

работе для полубесконечной среды. Сравнивая уравнения (23) и (12) для $\beta = 0$, иначе пренебрегая ролью поглощения в непрерывном спектре, находим $\langle N(x, \xi, \tau_0) \rangle = R_0(x, \xi, \tau_0)/(1 - \lambda)$.

4. *Среднее время пребывания кванта в среде.* Аналогичный подход может быть применен в отношении непрерывно распределенных случайных величин, описывающих диффузию излучения. В качестве иллюстрации рассмотрим задачу об определении среднего времени, затрачиваемой квантом в процессе многократного рассеяния в среде. В астрофизических приложениях, она была предметом исследования ряда исследователей [5-7, 11]. В общем случае, когда кванты гибнут не только при рассеянии, но и в полете, указанная величина позволяет судить об относительной роли диссипации энергии в среде и потоке энергии через ее границы. Другое важное применение данной средней величины связано с задачей, обычно возникающей при наличии в атмосфере источников энергии, когда необходимо бывает выяснить, установилось ли лучистое равновесие в ней или нет [18].

Обращаясь непосредственно к нашей задаче, заметим, что с математической точки зрения представляет интерес только тот случай, когда квант затрачивает время лишь на прохождение пути между двумя последовательными актами рассеяния. Что же касается среднего времени, затрачиваемого квантом на пребывание атома в возбужденном состоянии, то в случае необходимости его можно учесть простым умножением СЧР на среднее время, необходимое атому для процесса переизлучения. Это возможно ввиду статистической независимости указанных двух случайных величин.

Для удобства временные интервалы будут измеряться в единицах $t = 1/nck_{v_0}$, где n - число рассеивающих атомов в 1 см^3 и k_{v_0} - коэффициент поглощения в центре спектральной линии. Величина t представляет собой время, затрачиваемое на прохождение среднего пути между двумя последовательными актами рассеяния для кванта в центре линии в отсутствие поглощения в непрерывном спектре. Безразмерное время мы обозначим через ω . В рассматриваемой задаче опять будем различать три группы квантов: отраженные, пропущенные и подвергнувшиеся истинному поглощению в процессе многократного рассеяния. Здесь мы ограничимся подробным обсуждением задачи лишь для первой из этих категорий квантов. Для двух других групп приведем только окончательные результаты.

Рассматривая процесс отражения, введем обобщенную функцию отражения $\tilde{p}(x', \eta; x, \xi; \tau_0, \omega)$, которая является зависящим от времени аналогом введенной выше одноименной функции, и относится к квантам, отраженным в промежутке времени $(\omega, \omega + d\omega)$. Применяя метод инвариантного погружения, имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\rho}}{d\tau_0} + \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\xi}\right) \frac{d\tilde{\rho}}{d\omega} = & \left[\frac{\gamma(x')}{\eta} + \frac{\gamma(x)}{\xi} \right] \tilde{\rho}(x', \eta; x, \xi; \tau_0, \omega) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \{ \alpha(x) \alpha(x') \delta(\omega) + \\ & + \alpha(x) \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') dx'' \int_0^1 \tilde{\rho}(x', \eta; x'', \eta'; \tau_0, \omega) \frac{d\eta'}{\eta'} + \alpha(x') \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') dx'' \int_0^1 \tilde{\rho}(x'', \eta'; x, \xi; \tau_0, \omega) \frac{d\eta'}{\eta'} + \\ & + \int_0^{\infty} d\omega' \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x'') dx'' \int_0^1 \tilde{\rho}(x', \eta; x'', \eta'; \tau_0, \omega') \frac{d\eta'}{\eta'} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x''') dx''' \int_0^1 \tilde{\rho}(x'', \eta''; x, \xi; \tau_0, \omega - \omega') \frac{d\eta''}{\eta''} \}, \end{aligned} \quad (26)$$

где δ есть δ -функция Дирака.

Характеристическую функцию в применении к данному уравнению можно заменить преобразованием Лапласа функции $\tilde{\rho}$ [11]

$$T(x', \eta; x, \xi; \tau_0, s) = \int_0^{\infty} \tilde{\rho}(x', \eta; x, \xi; \tau_0, \omega) e^{-s\omega} d\omega, \quad (27)$$

в результате чего приходим к уравнению

$$\begin{aligned} \frac{dT}{ds} = & - \left\{ \left[\frac{\gamma(x')}{\eta} + \frac{\gamma(x)}{\xi} \right] - s \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\eta} \right) \right\} T(x', \eta; x, \xi; \tau_0, s) + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \varpi(x', \eta, \tau_0, s) \varpi(x, \xi, \tau_0, s), \end{aligned} \quad (28)$$

где

$$\varpi(x, \xi, \tau_0, s) = \alpha(x) + \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') dx' \int_0^1 T(x', \eta'; x, \xi; \tau_0, s) \frac{d\eta'}{\eta'}. \quad (29)$$

Полагая $s=0$, мы возвращаемся к (1). Для определения искомой средней величины для отраженных квантов следует ввести производную

$$\Omega_*(x, \eta; x, \xi; \tau_0) = \left. \frac{dT}{ds} \right|_{s=0}. \quad \text{Из (28) следует}$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega_*}{d\tau_0} = & - \left[\frac{\gamma(x')}{\eta} + \frac{\gamma(x)}{\xi} \right] \Omega_*(x', \eta; x, \xi; \tau_0) - \left(\frac{1}{\xi} + \frac{1}{\eta} \right) \tilde{\rho}(x', \eta; x, \xi; \tau_0) + \\ & + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} [\varphi(x', \eta, \tau_0) \tilde{f}(x, \xi, \tau_0) + \tilde{f}(x', \eta, \tau_0) \varphi(x, \xi, \tau_0)], \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$\tilde{f}(x, \xi, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') dx' \int_0^1 \Omega_*(x', \eta; x, \xi; \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}. \quad (31)$$

Нетрудно убедиться, что это уравнение может быть получено дифференцированием уравнения (1) по β с последующей заменой знака на противоположный. Аналогичный результат для однородной атмосферы был получен в [11]. Таким образом, мы приходим к важному обобщению этого результата на случай неоднородных сред. Как и в случае СЧР, процедуру дифференцирования можно применять лишь для отраженных и пропушенных

квантов. Очевидно, что частное Ω_*/ρ дает подробное представление о среднем времени, затрачиваемом отраженными квантами в зависимости от частоты и угла как для падающих, так и отраженных квантов.

Если нас интересуют все отраженные кванты независимо от частоты и угла отражения, то интегрируя (30) по x' и η , получим для ожидаемого значения времени отражения $\bar{\Omega}_*(x, \xi, \tau_0)$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\Omega}_*}{d\tau_0} = & - \left[\frac{\gamma(x)}{\xi} + \beta \right] \bar{\Omega}_*(x, \xi, \tau_0) + \frac{1}{\xi} \bar{\rho}(x, \xi, \tau_0) + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \tilde{f}_0(\tau_0) \varphi(x, \xi, \tau_0) - \\ & - \left[1 - \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \varphi_0(\tau_0) \right] \tilde{f}(x, \xi, \tau_0) + 1 + \bar{\rho}(x, \xi, \tau_0), \end{aligned} \quad (32)$$

где $\tilde{f}_0(\tau_0) = -\partial\varphi_0(\tau_0)/\partial\beta$ и $\bar{\Omega}_*(x, \xi, 0) = 0$.

Аналогичные рассуждения для пропущенных квантов приводят для соответствующего времени $\bar{\Omega}_0(x, \xi, \tau_0)$ к уравнению

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\Omega}_0}{d\tau_0} = & - \frac{\gamma(x)}{\xi} \bar{\Omega}_0(x, \xi, \tau_0) + \frac{1}{\xi} \bar{q}(x, \xi, \tau_0) + \\ & + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} [\tilde{g}_0(\tau_0) \varphi(x, \xi, \tau_0) + \psi_0(\tau_0) \tilde{f}(x, \xi, \tau_0)], \end{aligned} \quad (33)$$

где $\tilde{g}_0(\tau_0) = -\partial\psi_0(\tau_0)/\partial\beta$ и начальное условие $\bar{\Omega}_0(x, \xi, 0) = 0$.

Что касается квантов, гибнущих в атмосфере, то уравнение для ожидаемого значения искомого времени $\bar{\Omega}_o$ может быть получено применением метода инвариантного погружения

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\Omega}_o}{d\tau_0} = & - \frac{\gamma(x)}{\xi} \bar{\Omega}_o(x, \xi, \tau_0) + \frac{1}{\xi} R_0(x, \xi, \tau_0) + \\ & + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} [\tilde{h}_0(\tau_0) \varphi(x, \xi, \tau_0) + \phi_0(\tau_0) \tilde{f}(x, \xi, \tau_0)] + (1 - \lambda(\tau_0)) \tilde{f}(x, \xi, \tau_0) + \beta \bar{\Omega}_*(x, \xi, \tau_0), \end{aligned} \quad (34)$$

где введено обозначение $\tilde{h}_0(\tau_0) = -\partial\phi(\tau_0)/\partial\beta$, и начальное условие $\bar{\Omega}_o(x, \xi, 0) = 0$. После решения уравнений (32)-(34) величины $\bar{\Omega}_*/\bar{\rho}$, $\bar{\Omega}_0/\bar{q}$, $\bar{\Omega}_o/\bar{R}_0$ дают требуемые значения среднего времени пребывания в среде для трех типов квантов. Далее, очевидно, что $\langle \Omega \rangle = \bar{\Omega}_* + \bar{\Omega}_0 + \bar{\Omega}_o$ представляет собой среднее время диффузии квантов в среде независимо от того, покидают ли они среду или гибнут в ней. Из уравнений (32)-(34) получаем

$$\frac{d\langle \Omega \rangle}{d\tau_0} = - \frac{\gamma(x)}{\xi} \langle \Omega(x, \xi, \tau_0) \rangle + \frac{\tilde{\lambda}(\tau_0)}{2} \tilde{\Phi}(\tau_0) \varphi(x, \xi, \tau_0) + 1 + \bar{\rho}(x, \xi, \tau_0), \quad (35)$$

где $\tilde{\Phi} = \tilde{f}_0 + \tilde{g}_0 + \tilde{h}_0$ и $\langle \Omega(x, \xi, 0) \rangle = 0$. Для определения функции $\tilde{\Phi}(\tau_0)$ легко вывести уравнение типа Вольтерра, аналогичное (20) и отличающееся от него лишь свободным членом

$$\tilde{\Phi}(\tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \lambda(\tau) L(\tau_0 - \tau) \tilde{\Phi}(\tau) d\tau + \beta F(\tau_0). \quad (36)$$

Таким образом, вопрос об определении различных статистических средних величин, характеризующих диффузию излучения в неоднородной атмосфере, сводится к решению задач с начальными условиями для одинаковых по форме интегро-дифференциальных уравнений. С точки зрения чистой теории, в рассмотренном частном случае полного перераспределения по частотам количество аргументов у различных функций может быть сокращено путем введения комбинированных переменных типа $\gamma(x)/\xi$. Однако в работе мы предпочли разделение частотных и угловых переменных, что является более удобным при численных расчетах. В заключение заметим, что в случае однородной атмосферы из уравнений (12), (19), (31) вытекает хорошо известное соотношение, связывающее между собой различные статистически средние величины $(1-\lambda)\langle N \rangle + \lambda\beta\langle \Omega \rangle = R_0$.

5. *Заключительные замечания.* В предыдущих частях данной серии развивалась идея, заключающаяся в сведении применяемых в астрофизике стандартных задач теории переноса излучения к задачам с начальными условиями, которые более удобны для вычислений на современных ЭВМ. Подход, применяемый в указанных работах, основывается на применении метода инвариантного погружения, который позволяет преодолеть трудности, возникающие при решении задач с учетом неоднородности атмосферы. В настоящей работе мы показали, что такой подход может применяться и при определении различных статистически средних величин, описывающих диффузию излучения в неоднородной трехмерной и плоскопараллельной атмосфере. Помимо этого, показано, что полученные нами ранее результаты, связанные с формальным дифференцированием соответствующих уравнений по λ и β , остаются в силе и в случае неоднородной среды.

Мы ограничились рассмотрением СЧР и СВ, затрачиваемого квантом при диффузии в среде для трех типов квантов в случае, когда среда освещается со стороны границы $\tau = \tau_0$. Аналогичные рассуждения с учетом результатов, полученных нами в [2], упомянутые величины можно определить и в том случае, когда среда освещается с противоположной стороны.

Несмотря на то, что под неоднородностью в работе подразумевалась зависимость от глубины коэффициента рассеяния, полученные результаты легко обобщаются и на более сложные модели, в которых помимо указанной величины от глубины в атмосфере зависят другие величины, определяющие как характер элементарного акта рассеяния, так и распределение внутренних источников энергии. Напомним, что применяемый подход позволяет найти нужные величины для семейства атмосфер разных оптических толщин.

SOLUTION OF LINEAR RADIATIVE TRANSFER
PROBLEMS IN PLANE-PARALLEL ATMOSPHERES

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper treats the problem of determining the statistical mean quantities which describe the radiation diffusion in an inhomogeneous plane-parallel atmosphere. The mean number of scatterings and the average time of travel in the medium for different groups of quanta are found by using the method of invariant imbedding. In all cases the problem is reduced to the solution of similar integrodifferential equations with the given initial conditions, what is easy to realize in computations.

Key words: *radiative transfer:three-dimensional medium:initial-value integro-differential equations*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.G.Nikoghossian*, *Astron. Astrophys.*, **422**, 1059, 2004.
2. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **54**, 617, 2011.
3. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **55**, 293, 2012.
4. *J.Casti, R.Kalaba*, *Imbedding Methods in Applied Mathematics*, Addison-Wesley Co., Mass., 1973.
5. *W.M.Irvine*, *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, **17**, 266. 1964.
6. *W.M.Irvine*, *Astrophys. J.*, **144**, 1140, 1966.
7. *В.В.Иванов*, *Астрофизика*, **6**, 643, 1970.
8. *В.В.Иванов*, *Астрофизика*, **52**, 29, 2009.
9. *В.В.Иванов*, *Перенос излучения и спектры небесных тел*, М., Наука, 1969.
10. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **21**, 323, 1984.
11. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **24**, 149, 1986.
12. *В.А.Амбарцумян*, *Ученые записки ЛГУ*, **22**, 14, 1938.
13. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.1, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, 1960.
14. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **27**, 335, 1987.
15. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **47**, 289, 2004.
16. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **49**, 263, 2006.
17. *В.А.Амбарцумян*, *ДАН АрмССР*, **8**, 101, 1948.
18. *В.В.Соболев*, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, Гостехиздат, М., 1956.

ОБ ОБЛУЧЕНИИ ПЫЛИ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ. III. ВНУТРЕННИЕ ИСТОЧНИКИ ЗВЕЗДНЫХ УФ ФОТОНОВ ОТ A-F-G КАРЛИКОВ

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 14 сентября 2012

Принята к печати 5 декабря 2012

Рассчитаны потоки излучения внутри межзвездных газопылевых молекулярных облаков, обусловленные проходящими через облака звездами классов А, F и G. Показано, что излучение в диапазоне $912 < \lambda < 2067 \text{ \AA}$ проникает достаточно глубоко, чтобы за время пересечения облаков обусловить дозы облучения, достаточные для инициирования химических реакций в ледяных оболочках пылинок. Обсуждается возможность использования этих результатов для астрофизической интерпретации опубликованных данных лабораторных экспериментов по облучению смесей льдов типа $\text{H}_2\text{O}:\text{CH}_3\text{OH}:\text{NH}_3:\text{CO}$. Формирующиеся в результате радиационно-химической трансформации сложные углерод-содержащие вещества, возможно, играют важную роль в предбиологической эволюции пылевой компоненты молекулярных облаков.

Ключевые слова: *молекулярные облака: поле излучения: льды: дозы облучения*

1. *Введение.* Для образования многих сложных химических соединений в межзвездных молекулярных облаках, как в газовой, так и в твердой фазах, необходимы источники энергии, роль которых обычно играют ультрафиолетовые (УФ) фотоны и космические лучи, иницирующие соответствующие химические реакции. Вклад поля излучения внешних звезд класса А, равно как и межзвездного изотропного УФ-излучения в дозу облучения, необходимый для образования достаточно сложных соединений, изучался в работе [1], а участие энергетических протонов и альфа-частиц космических лучей - в [2]. Поскольку УФ-излучение от внешних звезд проникает во внутренние области облаков только в диапазоне 6-13 эВ, именно их вклад и оценивался в [1], тогда как звездные фотоны больших энергий эффективно поглощаются во внешней оболочке облака. С другой стороны, такие фотоны имеют возможность добраться до внутренних областей облаков в случае прохождения звезды через облако. В работе [3] исследовалась возможность прохождения Солнца через межзвездные облака на основе данных о распределении облаков по размерам и скоростям в диске Галактики, и было показано, что за все время существования Солнце сталкивалось с плотными молекулярными облаками не менее 10 раз, и не менее 100 раз - с диффузными нейтральными

облаками. Очевидно, что качественно такой же вывод верен и для всех классов звезд: при наличии дифференциальных скоростей между звездами и облаками в диске, время от времени они должны сталкиваться. В частности, ясно, что время t_f свободного пробега звезд с пространственной плотностью q , движущихся со скоростью V через объем галактического диска, содержащего облака с радиусами R , можно оценить по следующей формуле [4]

$$t_f = \frac{1}{\pi R^2 q V},$$

полагая, для простоты, все параметры постоянными. Пример более рафинированного анализа, относящегося к столкновениям Солнца с межзвездными облаками с известными распределениями по размерам и скоростям, дан, как уже указывалось, в [3], а для наших оценок достаточно ограничиться средними значениями радиусов и относительных скоростей. Величину q для А, F и G-классов (пространственная плотность которых не так мала, как у O, B-звезд, а УФ-светимость достаточно высока по сравнению с более многочисленными представителями K и M-классов) оценим из следующих соображений: в галактическом диске с радиусом 15 кпк и толщиной 2 кпк имеется 200-400 млрд звезд, из которых 6.5% относятся к классу G, 3% - F и 0.5% - A [5], тогда $q = 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ пк}^{-3}$, что совпадает с наблюдательными данными по функции светимости в галактической плоскости [6]. Если учесть, что столкновения звезд с межзвездными облаками диска наиболее вероятны на расстояниях не более 100 пк от центральной галактической плоскости, то следует использовать в 10 раз меньшую оценку: $q = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ пк}^{-3}$. Полагая средний размер облаков порядка 10 пк, и среднюю относительную скорость порядка 10 км/с, получим $t_f = 220000$ лет. Указанные значения средних для галактических туманностей могут отклоняться в ту или иную сторону, с соответствующим изменением величины t_f , не более десяти раз. Однако очевидно, что за время жизни порядка 10 млн лет (что является минимальным значением, [1] и ссылки там) каждая туманность испытает, по крайней мере, одно столкновение со звездой классов А, F и G. Таким образом, задача определения поля УФ-излучения звезды, проходящей через туманность, представляет определенный интерес с точки зрения облучения пылинок облака во внутренних областях, защищенных от внешнего излучения. Методика расчета поля излучения внутри облака, обусловленного проходящей звездой, обсуждается в разделе 2, результаты расчета доз облучения водяного льда пылинок облаков приводятся в разделе 3, заключение - в разделе 4.

2. Поле излучения в окрестности звезды, движущейся сквозь туманность. При относительной скорости звезды и туманности порядка 10 км/с размер динамической H^+ области (то есть области, в пределах которой скорость фотоионизации атомов водорода уравнивается

скоростью их притока в эту область) для Солнца составляет порядка 1 а.е. [7]. Расстояния такого порядка звезда, подобная Солнцу, пройдет за время меньше 1 года, в то время как характерное время установления стационарности определяется временем рекомбинации, превышающей в данном случае (при концентрации облака $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$) 30 лет [7]. Таким образом, суммарное поле излучения, генерируемое звездой в туманности, можно считать установившимся на расстояниях от звезды порядка и более 100 а.е., где уже применима стационарная модель. Впрочем, как уже было указано во *Введении*, в данной задаче нас интересует поле излучения на намного больших расстояниях, чтобы оценить насколько далеко от звезды может проникнуть УФ-излучение. Использованная при расчетах модель и соответствующая компьютерная программа Cloudy (версия 10.00, www.nublado.org, 2010) [8], начиная с версии 08.00 (2008) позволяет, в принципе, производить расчеты при нестационарном поле излучения. Тем не менее, при расчетах был использован стационарный режим, позволяющий рассчитать не зависящее от времени поле излучения, тем более, что в этих условиях гелиосфера сжимается как раз до размеров порядка 1 а.е. [4,7], а корректно описать ее (гелиосферу) посредством Cloudy пока невозможно. С точки зрения поставленной задачи более важно, что начиная с версии 08.00 (2008), Cloudy позволяет учитывать адвективные члены в уравнениях ионизационного и теплового баланса, позволяя рассчитать поле излучения вполне самосогласованным способом.

Итак, для данной (одномерной) модели облака рассчитывалась интенсивность поля излучения, обусловленная звездой, проходящей со скоростью $V_e = 10 \text{ км/с}$ через туманность с концентрацией $n_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$, в зависимости от радиуса туманности. В табл.1 приведены параметры конкретных моделей, рассчитанных в данной работе. В качестве источников излучения были выбраны звезды Главной последовательности с чернотельным излучением, соответствующим эффективным температурам в диапазоне $T = 6000 - 10000 \text{ К}$ и с радиусами R и светимостями L [9], указанными в табл.1. Указаны также размеры астросфер R_p в астрономических единицах (а.е.), совпадающие, очевидно, с внутренней границей облака, и число зон по радиусу, на которые

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД, ДЛЯ КОТОРЫХ ПРОВОДИЛИСЬ РАСЧЕТЫ

Класс звезды	T , К	R , $R_\odot = 1$	L , $L_\odot = 1$	R_p , а.е.	Число зон
G2V	5780	1	1	1.0	670
F2V	7000	1.2	3.0	1.3	732
A7V	8000	1.5	8.2	1.7	763
A2V	9000	2.0	23	2.1	800
A1V	9500	2.3	39	2.7	815
A0V	10000	3.0	80	3.5	846

разбивалось облако при расчетах. В режиме расчета динамической модели облака, возбуждаемого звездой класса А, F или G, проходящей через нее с относительной скоростью 10 км/с, самосогласовано с переносом излучения в континууме и наиболее важных резонансных линий, вычислялась тепловая и ионизационная структура облака с заданным химическим составом, который был принят идентичным обычно наблюдаемому в молекулярных облаках. Учитывались первые 30 элементов периодической системы со всеми ионами и более чем 20 наиболее распространенных молекул. Задавалось содержание пыли, ее состав и распределение по размерам, типичным для молекулярных облаков. В кинетических уравнениях баланса учитываются практически все важные элементарные процессы взаимодействий атомов, ионов, молекул и пылинок с излучением, и между собой, причем Cloudy использует наиболее современные значения кинетических коэффициентов. Скорость ионизации H_2 протонами космических лучей в программе задается в качестве свободного параметра и была принята равной $3 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$. Способ самосогласованного расчета скорости ионизации молекулярного водорода межзвездных облаков космическими лучами указан в работе [10]. Отметим, что увеличение (уменьшение) значения скорости ионизации H_2 протонами до 10 раз не сказывалось на результатах расчетов Cloudy.

Следует отметить, что границы астросфер (аналогов гелиосфер) характеризуют расстояние от звезды до области туманности, где уравновешиваются динамические давления сверхзвукового звездного ветра и набегающего (также со сверхзвуковой скоростью V_w) газа туманности. Динамическое давление установившегося звездного ветра определяется темпом потери массы звезд, \dot{M}_w , и скоростью истечения V_w , поэтому границу астросферы в первом приближении можно оценить по формуле [7]:

$$R_l = \sqrt{\frac{\dot{M}_w \cdot V_w}{4\pi n_c m_p V_c^2}},$$

где m_p - масса протона.

Можно показать, что темп потери массы звезд промежуточных и поздних классов Главной последовательности определяется, главным образом, скоростью вращения, причем эта зависимость хорошо совпадает с эмпирической, выявленной по рентгеновским наблюдениям [11], поэтому, полагая, что для этих классов звезд скорость установившегося истечения меняется также, как и параболическая, границы астросфер были оценены по вышеприведенной формуле.

Результаты расчетов модели туманности с проходящей через нее звездой, приведены на рис.1-3. Спектральные характеристики излучения, падающего на облако от звезды и изменяющегося вдоль его радиуса, указаны на рис.1 (на примере звезды с эффективной температурой и светимостью Солнца). Чтобы не загромождать рисунок, указаны характеристики поля излучения

на границах, соответственно, ближайшей и наиболее удаленной от звезды зон. Приведены прямые результаты расчетов CLOUDY, величины $4\pi\nu J_\nu$ (в единицах $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$, J_ν - интенсивность излучения в $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Ср}^{-1} \text{Гц}^{-1}$, ν - частота излучения) в зависимости от энергии фотонов, выраженных в ридбергах ($1\text{Ry} = 13.6 \text{эВ}$), для звездного излучения на внутренней и внешней

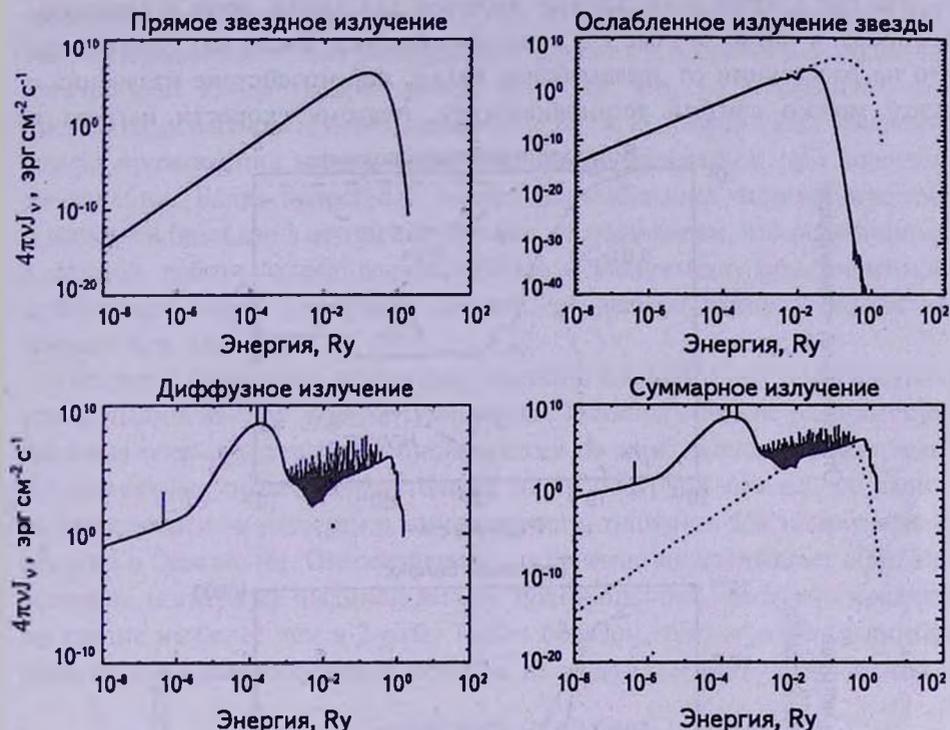


Рис.1. Спектральные характеристики поля излучения звезды класса G2V и солнечной светимости, проходящей через туманность с однородной концентрацией $n_e = 10^5 \text{см}^{-3}$ со скоростью 10 км/с. Показаны прямое звездное излучение на внутренней и внешней границах облака (вверху), диффузное излучение самого облака (внизу, слева) и сумма диффузного и ослабленного, пересчитанного к внутренней границе для сравнения с прямым звездным (внизу, справа, прерывистая кривая).

границах облака, для генерируемого облаком диффузного излучения, и суммы всех указанных, на внешней границе облака (для сравнения, прямое звездное излучение на внутренней границе указано с суммарным, также перерассчитанным к внутренней границе). Химический состав облака был принят равным обычному среднему для молекулярных облаков [8], внешняя граница устанавливалась на расстоянии, соответствующем значению плотности по лучу зрения, равной 10^{23}см^{-2} .

Как и следовало ожидать, диффузное излучение облака в диапазоне длин волн, соответствующим энергиям меньше 1 Ry, превалирует над прямым звездным, вследствие переработки коротковолнового излучения

звезды. Ниже будет показано, что именно благодаря этому обстоятельству, внутри плотного молекулярного облака и появляются фотоны с энергиями в диапазоне 6-13.6 эВ, с интенсивностью, достаточной, чтобы обусловить дозу УФ-облучения пылинок облака, необходимой для инициирования важных радиационно-химических превращений в ледяных мантиях этих пылинок.

На рис.2 приведены данные расчетов для атома, иона и молекулы водорода, а также данные для теплового баланса. Выше уже отмечалось, что на расстоянии от звезды более 100 а.е. взаимодействие излучения с газом можно считать установившимся, поэтому скорости нагрева и

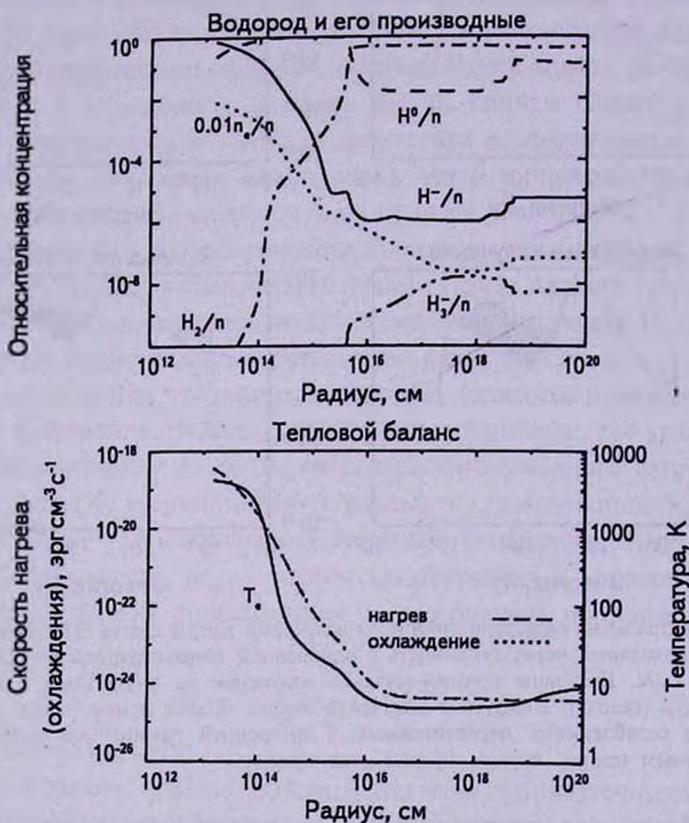


Рис.2. Концентрации электронов (заниженные в 100 раз), тепловых протонов, атомов и молекул водорода в зависимости от радиуса туманности (сверху), через которую проходит звезда с характеристиками, указанными на рис.1. Снизу указаны данные по тепловому балансу и радиальная зависимость электронной температуры.

охлаждения должны быть в точности равны друг другу, обуславливая равновесную электронную температуру порядка обычно наблюдаемой (несколько десятков К и менее).

Следует отметить, что плотность по лучу зрения молекулярного иона H_3^+ по данным рис.2 получается порядка $1 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$ (при радиусе облака

порядка 30 пк), в то время как, согласно наблюдениям, среднее по разным направлениям значение этой величины порядка $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [12]. Однако при радиусе порядка 10 пк теория и наблюдения, очевидно, совпадают. С другой стороны, существуют облака, для которых из наблюдений известны значения локальных относительных концентраций, порядка 10^{-9} , в то время как рассчитанное выше значение (рис.2) почти на порядок превышает ее [12-14]. На 1-2 порядка превышает наблюдаемые значения и рассчитанное значение электронной концентрации (рис.2) [13]. Так что, не исключено, что посредством наблюдательных данных по H_3^+ и n_e можно будет выявлять случаи прохождения звезды через туманность, разумеется, при хорошем разрешении. Более подробный анализ разнообразных астрохимических показателей будет дан в другой статье. Здесь же подчеркнем, что поставленная в данной работе задача расчета УФ-дозы облучения, обусловленной проходящей через туманность звездой, от выбора радиуса облака не зависит (см. также рис.5).

На рис.3 приведены результаты расчетов CLOUDY по температурам газа и пыли в данной модели туманности. Указаны средние равновесные значения температур пылевой составляющей по двум группам "графитовых" и "силикатных" пылинок, состоящих из 10 подгрупп каждая, со своим распределением по размерам и концентрациям, типичных для молекулярных облаков в Орионе [8]. Относительное отклонение не превышает 50%, т.е. значения температур пылинок данной подгруппы отличаются от средней по группе не более чем в 2 раза. Таким образом, температура пылинок, характерных для молекулярных облаков, не превышает нескольких десятков

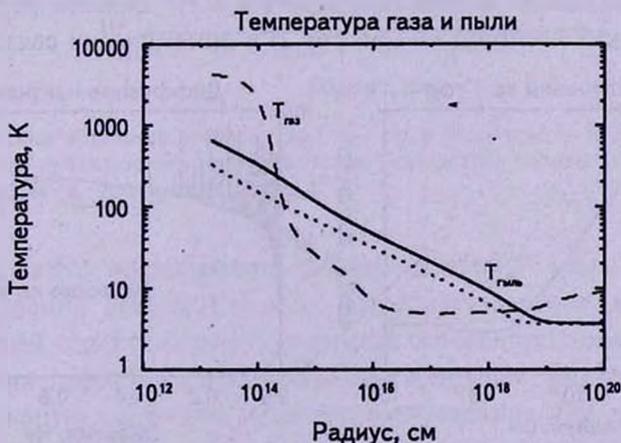


Рис.3. Температуры газа и пыли в зависимости от радиуса туманности, через которую проходит звезда с характеристиками, указанными на рис.1. Указаны средние равновесные значения температур пылевой составляющей по двум группам (состоящих из 10 подгрупп каждая, со своим распределением по размерам и концентрациям) "графитовых" и "силикатных" пылинок, типичных для молекулярных облаков в Орионе [8]: сплошная линия - средняя по "графитовым", точки - по "силикатным". Прерывистая линия указывает температуру газа.

градусов при расстоянии от звезды, больше (в данной модели) 10^{16} см (что соответствует столбцовой плотности более 10^{19} см $^{-2}$). Ясно, что при таких температурах ледяные мантии пылинок не испарятся и подвергнутся облучению УФ-излучением звезды.

3. *Дозы облучения льдов внутри облаков: результаты и обсуждение.* Количество поглощенной льдинкой энергии излучения за единицу времени и на атомную единицу массы (а.е.м.) можно рассчитать по формуле

$$\frac{dD}{dt} = \frac{4\pi}{M} \int_{\nu_1}^{\nu_2} J_{\nu} \sigma_{\nu} d\nu,$$

где J_{ν} - интенсивность излучения, M - молекулярный вес, а σ_{ν} - сечение поглощения вещества льдинки в диапазоне $\nu_1 - \nu_2$. Зависимость сечения поглощения водяного льда ($M=18$) от длины волны в диапазоне 1100-1800 Å приведена в работе [1], и ссылки там.

Количество поглощенной льдинкой энергии D за время t (доза), при постоянстве источника излучения, очевидно равно: $D = (dD/dt) \cdot t$.

На рис.4 приведены результаты расчетов дозы облучения водяного льда за 1 год в диапазоне 6 - 13.6 эВ излучением звезды класса G2V (см. табл.1), проходящей через однородное молекулярное облако с концентрацией $n_c = 10^3$ см $^{-3}$. Как видно из рис.4, во всем диапазоне размеров, 1 - 30 пк, характерных для молекулярных облаков и их комплексов, доза облучения за 1 год порядка 100 эВ. Ясно, что этот результат относится ко всем туманностям (т.е., не зависит от их размеров), поскольку диффузное излучение в диапазоне 6 - 13.6 эВ генерируется в H^+ области размерами не более нескольких десятков а.е (см. рис.2) и динамически связанной с

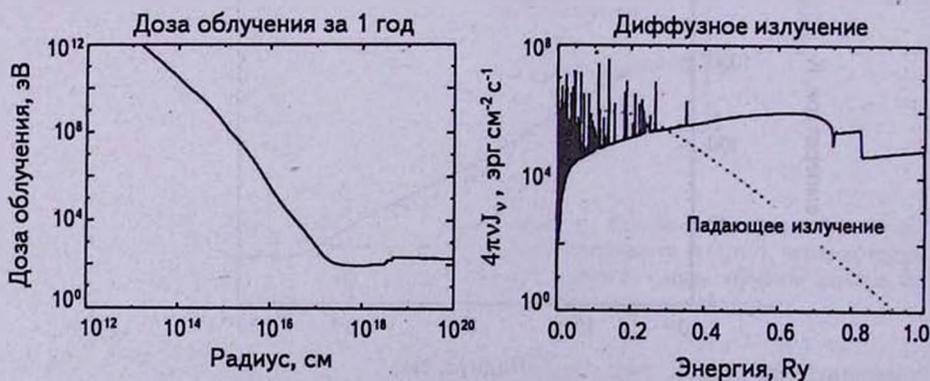


Рис.4. Доза облучения водяного льда за 1 год в диапазоне 6 - 13.6 эВ, в зависимости от радиуса туманности, через которую проходит звезда с характеристиками, указанными на рис.1 (слева). Показана также спектральная характеристика суммарного поля излучения звезды в рассматриваемом диапазоне (сплошная кривая, справа), пересчитанная к внутренней границе для сравнения с прямым звездным излучением, падающим на внутреннюю границу туманности ("астросферу") - прерывистая кривая.

движущейся звездой. Время прохождения звездой туманности, с радиусом, скажем, порядка 1 пк, в данном случае относительной скорости порядка 10 км/с, не менее 10^5 лет, что обусловит суммарную дозу не менее 10^7 эВ.

Результаты расчетов для звезд-карликов других классов, более ранних, чем Солнце (A и F), приведены на рис.5. Температуры и светимости этих звезд указаны в табл.1: они относятся к звездам Главной последовательности от G2 до A0.

По данным рис.5, тот же результат верен и для всех рассмотренных классов звезд: во всем диапазоне размеров, 1 - 30 пк, характерных для молекулярных облаков и их комплексов, доза облучения за 1 год порядка 100 эВ, а за время прохождения туманности звездой, порядка 10^5 лет и более, аккумулированная доза облучения получается не менее 10^7 эВ. Как известно, [1] и ссылки там, пороговая доза облучения смесей льдов с преобладанием H_2O , необходимая для инициации важных радиационно-химических превращений, не превышает 1-2 эВ на а.е.м. (!).

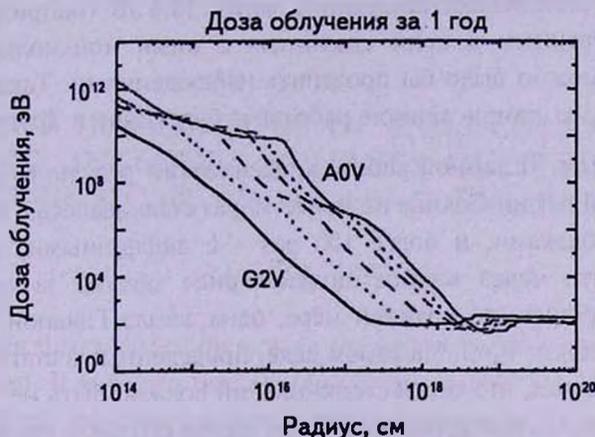


Рис.5. Доза облучения водяного льда за 1 год в диапазоне 6 - 13.6 эВ, в зависимости от радиуса туманностей, через которые проходят звезды A-F-G классов, с характеристиками, указанными в табл.1.

Итак, любое молекулярное облако "прозрачно" в диапазоне 6 - 13.6 эВ для излучения звезды Главной последовательности классов A-F-G, проходящей через туманность, в смысле беспрепятственной возможности накопления льдами пылинок облака дозы облучения, на несколько порядков превышающую пороговое значение, необходимое для синтеза сложных углеродсодержащих молекул. Например, данные недавних экспериментов по облучению смесей льдов типа $H_2O:CH_3OH:NH_3:CO$ в соотношении 100:50:1:1 [15,16] указывают на образование весьма сложных органических соединений, содержащих вплоть до 22 атомов углерода, при накоплении дозы не более 1.4 эВ/а.е.м.

Таким образом, на основании вышеприведенных расчетов можно сделать следующий вывод: за все время существования, не менее 10^7 лет, внутренние области любого молекулярного облака подвергаются облучению в диапазоне 6 - 13.6 эВ излучением проходящей через облако звезды Главной последовательности А-F-G классов, достаточной для синтеза множества сложных углеродсодержащих молекул. Следует подчеркнуть, что во всех опубликованных работах других авторов, посвященных взаимодействию УФ-фотонов на газ и пыль молекулярных облаков, рассматривались только самые внешние области облаков (PDR - photon dominated regions), где ледяные мантии пылинок, как известно, отсутствуют [12-14]. Основным же источником энергии, обуславливающим облучение льдов во внутренних областях, считались космические лучи - протоны и альфа-частицы высоких энергий [2]. В рассмотренном же в настоящей работе сценарии УФ-фотоны "доставляются" во внутренние области самой проходящей звездой. Не исключено, что воздействие этих фотонов на содержание некоторых молекул и радикалов с потенциалом ионизации менее 13.6 эВ (например, СН), окажется существенным в цепи связанных с ними ион-молекулярных реакций, и, это можно было бы проверить наблюдениями. Такой анализ выходит, однако, за рамки данной работы и будет дан в другом месте.

4. *Заключение.* В данной работе классический результат [3] о том, что за время своей жизни Солнце не менее 10 раз сталкивалось с плотными межзвездными облаками, и более 100 раз - с диффузными, дополнен утверждением, что через каждое молекулярное облако за время его существования прошла, по-крайней мере, одна звезда Главной последовательности классов А, F, G. На самом деле, приведенные в статье оценки свидетельствуют о том, что таких столкновений должно быть не менее 10. Но даже придерживаясь консервативной точки зрения об одном столкновении, с точки зрения воздействия УФ-излучения звезды на внутренние области туманности, результаты моделирования в данном сценарии УФ-облучения в диапазоне 6 - 13.6 эВ ледяных мантий пылинок с преобладанием воды, представляют определенный интерес для астрохимии и астробиологии. В частности, моделирование посредством Cloudy показало, что доза облучения водяного льда за время прохождения облака звездой не менее 10^5 лет, составляет не менее 10^7 эВ/а.е.м. в любой области облака с однородной концентрацией 10^3 см⁻³, до значений концентраций по лучу зрения вплоть до 10^{23} см⁻². Рассчитанная величина доз облучения на 5-6 порядков превышает пороговое значение для смесей с преобладанием водяного льда при синтезе сложных углеродсодержащих молекул, несомненно игравших важную роль в предбиологической эволюции вещества в облаках - источниках звездообразования. Далее, появление интенсивного поля излучения в указанном диапазоне 6 - 13.6 эВ во внутренних областях молекулярных облаков неизбежно

должно воздействовать на всю цепочку ион-молекулярных реакций соединений с потенциалом ионизации менее 13.6 эВ. Можно ожидать, что для некоторых молекулярных облаков это воздействие будет иметь наблюдаемый эффект.

Часть этой работы выполнена во время визита в Институт Аргеландера при Университете Бонна, при финансовой поддержке фонда Александра фон Гумбольдта, Германия. Автор благодарен Г.Фару (Hans Fahr) за ценные замечания, и Д.Вильямсу (David Williams), обратившему внимание автора на необходимость учета всех УФ-фотонов в химии облаков. Работа выполнена также при частичной поддержке гранта Армянского Национального Научного и Образовательного Фонда (ANSEF), Нью Йорк, США.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А. Амбарцумяна, Армения, e-mail: ayarayeg@gmail.com

ON DUST IRRADIATION IN MOLECULAR CLOUDS. III. INTERNAL SOURCES OF STELLAR UV PHOTONS FROM A-F-G DWARF STARS

A.G.YEGHIKYAN

Radiation fluxes caused by moving through molecular clouds A, F, G stars are calculated. It is shown that photons in the spectral range $912 < \lambda < 2067 \text{ \AA}$ penetrate deeply into the clouds to such an extent to arrange enough irradiation doses to initiate chemical reactions in icy mantles of dust grains during the stars passage time. A possibility to use these data to interpret known laboratory results from the ultraviolet photolysis of realistic ice analogues like $\text{H}_2\text{O}:\text{CH}_3\text{OH}:\text{NH}_3:\text{CO}$ producing potentially important pre-biological complex molecules is discussed.

Key words: *molecular clouds: radiation field: ices: irradiation doses*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Егикян, *Астрофизика*, 52, 289, 2009.
2. А.Егикян, *Астрофизика*, 54, 88, 2011.
3. J.Talbot, Jr., M.J.Newman, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 34, 295, 1977.
4. A.Yeghikyan, H.Fahr, *Ann. Geophysicae.*, 21, 1263, 2003.
5. K.Scherer, H.Fichtner, S.E.S.Ferreira, I.Busching, M.S.Poigietter, *Astrophys. J.*, 680, L105, 2008.
6. S.W.McCuskey, *Astron. J.*, 88, 1175, 1983.
7. A.Yeghikyan, H.Fahr, *Astron. Astrophys.*, 415, 763, 2004.
8. G.Ferland, K.Korista, D.Verner et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 110, 761, 1998.
9. *Allen's Astrophysical Quantities*, (A.N.Cox, ed.), Springer, 2000.
10. A.Yeghikyan, *Inter. Schol. Res. Net. Astron. Astrophys.*, 2011, 1, 2011.
11. H.Fahr, A.Yeghikyan, submitted to *Astron. Astrophys.*, 2012.
12. A.Shaw, *Astrochemistry*, John Wiley & Sons, 2006.
13. A.Tielens, *The physics and chemistry of the interstellar medium*, CUP, 2005.
14. B.T.Dralne, *Physics of the interstellar and intergalactic medium*, PUP, 2011.
15. H.Cottin, M.H.Moore, Y.Benilan, *Astrophys. J.*, 590, 874, 2003.
16. J.P.Dworkin, J. Seb Gillette, M.P.Bernstein et al., *Adv. Space Res.*, 33, 67, 2004.

CONTENTS

Rossiter-McLaughlin effect in the radiation of UX Ori stars <i>V.P.Grinin, I.S.Potravnov</i>	5
Spectral observations of flare stars in the solar neighbourhood <i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, R.Sh.Natsvlishvili, A.A.Karapetian</i>	13
The eclipsing binary system with eccentric orbit V1176 Cas = GSC 4513 2537 <i>V.S.Kozyreva, A.V.Kusakin, T.Krajci, J.Menke, G.V.Komissarova</i>	25
PMS objects in the star forming region Cep OB3. I. The stars with H α emission <i>E.H.Nikoghosyan</i>	33
Be Herbig star HD 52721 - new signs of binarity <i>N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin, G.G.Valyavin, N.R.Ikhsanov, I.S.Guseva, S.E.Pavlovskiy, N.Rusomarov, O.V.Ezhkova</i>	51
Physical parameters and chemical abundance of the mild barium stars group <i>M.Rojas, N.A.Drake, S.W.Pereira, A.F.Kholtygin</i>	69
Extension of the C star rotation curve of the milky way to 24 kpc <i>P.Battinelli, S.Demers, C.Rossi, K.S.Gigoyan</i>	81
Equations of magnetohydrodynamics for the crust of a neutron star <i>D.M.Sedrakian, A.S.Harutyunyan, M.V.Hayrapetyan</i>	89
r-mode oscillations and rocket effect in rotating superfluid neutron stars. I. Formalizm <i>G.Colucci, M.Mannarelli, C.Manuel</i>	101
r-mode oscillations and rocket effect in rotating superfluid neutron stars. II. Numerical results <i>G.Colucci, M.Mannarelli, C.Manuel</i>	117
The effect of a density dependent bag constant of the structure of hot neutron star with a quark core <i>T.Yazdizadeh, G.H.Bordbar</i>	133
Solution of linear radiative transfer problems in plane-parallel atmospheres <i>A.G.Nikoghossian</i>	143
On dust irradiation in molecular clouds. III. internal sources of stellar UV photons from A-F-G dwarf stars <i>A.G.Yeghikyan</i>	155

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

РАСШИРЕНИЕ КРИВОГО ВРАЩЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД МЛЕЧНОГО ПУТИ ДО 24 кпк	<i>П. Баттинелли, С. Демерс, К. Росси, К. С. Гигоян</i>	81
УРАВНЕНИЯ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ ДЛЯ КОРЫ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ	<i>Д. М. Седракян, А. С. Арутюнян, М. В. Айрапетян</i>	89
г-МОДА ОСЦИЛЛЯЦИЙ И РЕАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ. I. ФОРМАЛИЗМ	<i>Д. Колуччи, М. Маннарелли, К. Мануэл</i>	101
г-МОДА ОСЦИЛЛЯЦИЙ И РЕАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ. II. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	<i>Д. Колуччи, М. Маннарелли, К. Мануэл</i>	117
ЭФФЕКТ, ЗАВИСЯЩИЙ ОТ ПЛОТНОСТИ ПОСТОЯННОЙ МЕШКА НА СТРУКТУРУ ГОРЯЧЕЙ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ	<i>Т. Яздизаде, Г. Х. Бордбар</i>	133
РЕШЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ. III	<i>А. Г. Никогосян</i>	143
ОБ ОБЛУЧЕНИИ ПЫЛИ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ. III. ВНУТРЕННИЕ ИСТОЧНИКИ ЗВЕЗДНЫХ УФ ФОТОНОВ ОТ A-F-G КАРЛИКОВ	<i>А. Г. Егикян</i>	155