

# ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 61

НОЯБРЬ, 2018

ВЫПУСК 4

ГРАДИЕНТЫ МЕТАЛЛИЧНОСТИ И ВОЗРАСТА ЗВЕЗД В КАРЛИКОВЫХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ КК<sub>s</sub> 3 И ESO 269-66

*М.Е.Шарина, Л.Н.Макарова, Д.И.Макаров* 485

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА КОМПОНЕНТОВ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ 61 ЛЕБЕДЯ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА НОРМАЛЬНОМ АСТРОГРАФЕ ГАО РАН

*Е.В.Поляков, О.О.Василькова, Д.Л.Горшанов,  
М.А.Погодин, Н.А.Шахт,* 495

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ BVRI И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕДАВНО ОБНАРУЖЕННОЙ ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА WUMa КРАТНОЙ СИСТЕМЫ ISWASP J093010.78+533859.5

*А.А.Арун, А.Эсам, Х.Басура* 511

О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТУМАННОСТЯХ WR

*А.Егикян* 523

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ РАДИОВСПЛЕСКИ ТИПА II ОТ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК, СВЯЗАННЫХ С КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ

*Н.Миттал, В.К.Верма* 541

ГИБРИДНЫЕ ЗВЕЗДЫ В РАМКАХ ЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ НАМБУ-ИОНА-ЛАЗИНИО ДЛЯ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

*Г.Б.Алавердян, Ю.Л.Вартанян* 557

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

## Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)  
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեխյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ),  
Ի.Գ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մադաթյան (Հայաստան), Ա.Մ.Միրախյան  
(Հայաստան), Բ.Մ.Շոտտով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չիրբաբաշյուկ  
(Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսաճյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ուչեևսկիով  
(Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալովկին (Վրաստան), Գ.Մ.Սերդակյան (Հայաստան), Մ.Տորաանո  
(Իտալիա)

## Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)

Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)

Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),  
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия),  
Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),  
Д.М.Седракян (Армения), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук  
(Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Щекинов (Россия)

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

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տարածքում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբանության և տրանզարստիկական աստղափոխության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը բնութագրվում է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կարգի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24'

Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38

e-mail: astroph@sci.am

ГРАДИЕНТЫ МЕТАЛЛИЧНОСТИ И ВОЗРАСТА  
ЗВЕЗД В КАРЛИКОВЫХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ  
ГАЛАКТИКАХ KKs 3 И ESO 269-66

М.Е. ШАРИНА, Л.Н. МАКАРОВА, Д.И. МАКАРОВ

Поступила 30 мая 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Мы сравниваем свойства звездных населений шаровых скоплений и звезд поля двух карликовых сфероидальных галактик (dSphs): ESO 269-66, близкой соседки гигантской S0 галактики NGC 5128, и KKs 3, одной из немногих крайне изолированных dSphs в пределах 14 Мпк. Истории звездообразования галактик известны из предыдущих работ по результатам глубокой звездной фотометрии на снимках с хаббловского телескопа (HST). Возраст и содержание металлов для ядерных шаровых скоплений в KKs 3 и ESO 269-66 известны из литературных спектроскопических исследований:  $T = 12.6$  млрд лет,  $[Fe/H] = -1.5$  и  $-1.55$  dex. С помощью функции Серенка мы строим и анализируем профили поверхностной плотности звезд с высокой и низкой металличностью (красных и голубых) в KKs 3 и ESO 269-66, а также демонстрируем, что: 1) профили плотности красных звезд более круглые, чем у голубых, что свидетельствует о градиентах металличности и возраста в галактиках; 2) шаровые скопления в KKs 3 и ESO 269-66 содержат примерно 4% и 40%, соответственно, всех старых звезд в галактиках с металличностью  $[Fe/H] \sim -1.5$ – $-1.6$  dex и возрастом 12–14 млрд лет. Шаровые скопления, таким образом, являются реликтами первых наиболее мощных вспышек звездообразования, произошедших в центральных областях этих объектов. Вероятно, вследствие своей изолированности KKs 3 потеряла меньший процент старых низкометаллических звезд, чем ESO 269-66.

Ключевые слова: *галактики: карликовые – галактики: звездные скопления – галактики: KKs 3, ESO 269-66*

1. *Введение.* Карликовые сфероидальные (dSphs) и эллиптические (dEs) галактики не содержат звезд моложе миллиарда лет. В отличие от dEs, dSphs имеют низкую поверхностную яркость,  $(SB)_{0.9} > 22.5 - 23 \text{ mag arcsec}^{-2}$  (в фильтре  $B$  фотометрической системы Джонсона-Казинса). В отличие от иррегулярных карликовых галактик низкой поверхностной яркости, сфероидальные не детектируются в линиях нейтрального водорода (HI) и не содержат областей активного звездообразования. Практически все dSphs, за исключением нескольких, наблюдаются в пределах 300 кпк вокруг массивных галактик (например, [1–4]). Этот наблюдаемый факт характеризуется соотношением "морфология-плотность" [5–7]. Физические механизмы, ответственные за существование этого эффекта, включают приливное взаимодействие галактик, обдирание газа вследствие лобового столкновения с межгалактической средой в группах и скоплениях

галактик, выметание газа посредством звездного ветра от вспышек сверхновых [2,8-13]). Более массивные галактики могут поглотить менее массивные при близком прохождении.

Градиенты свойств звездных населений существуют в dSphs Местной группы ([14-15] и ссылки в них) и dEs спутниках M31: NGC 205, 185, 147 (например, [16-17] и ссылки в этих статьях). Наблюдения показывают, что средняя звездная металличность выше в центральных областях галактик, чем на периферии, а средний возраст - моложе. Наличие градиентов объясняют закономерностями эволюции этих объектов. Величину градиентов можно объяснить, если предположить, что dEs и dSphs были в прошлом маломассивными спиральными [18]. Возможно, такие разрушенные спирали, потярявшие газ и часть звезд, являются результатом столкновения двух или нескольких карликовых галактик [19].

Таблица 1

## ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА KKs 3 и ESO 269-66

	KKs 3	Ref.	ESO269-66	Ref.
RA(J2000)	2°24'44.4	[4]	13 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 09 <sup>s</sup> .1	[25]
Dec.(J2000)	-73°30'51"	[4]	-44°53'24"	[25]
E(B - V)	0.045	[4]	0.093	[25]
Расстояние, Мпк	2.12	[4]	3.82	[25]
Диаметр, кпк	1.5	[4]	2.4	[25]
(V - I) <sub>0</sub> , mag	0.77	[24]	1.06	[23]
M <sub>I</sub>	-12.3	[24]	-14.4	[25]
M <sub>HI</sub> , M <sub>HI</sub>	1.1 · 10 <sup>8</sup>	[24]	<0.9 · 10 <sup>8</sup>	[25]
[Fe/H] <sub>Z = 14 Gyr</sub> , dex	-1.9	[4]	-1.75	[20]

KKs3 и ESO 269-66 существуют в различном окружении, но имеют похожие истории формирования звезд с тремя основными периодами, причем самый древний из них, 10-12 млрд. лет назад, был наиболее интенсивным [4,20,21]. KKs3 является уникальной, очень изолированной dSph в пределах 10 Мпк [4]. ESO 269-66 - близкая соседка гигантской S0 NGC 5128 [22]. Необычность этой dSph состоит в высокой дисперсии металличности ее звезд [22,23]. Основные свойства галактик перечислены в табл. 1 с соответствующими литературными ссылками: экваториальные координаты, цвет-экcess, расстояние до объектов, их диаметры, цвет в международной широкополосной системе Джонсона-Казинса, абсолютная звездная величина в фильтре I, приближенная масса HI и средняя металличность.

2. *О вспышках звездообразования в KKs 3 и ESO 269-66 и формировании шаровых скоплений.* Истории формирования звезд в

ККs 3 и ESO 269-66, изученные в работах [4,20], обобщены в табл.2, где в первом столбце приводится металличность в dex, во втором - интервал по времени в млрд. лет, в третьем - уровень звездообразования (интервал) в

Таблица 2

ДЕТАЛИ ИСТОРИИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ  
ККs 3 [4] И ESO 269-66 [20]

[Fe/H]	T	SFR	$M_{\text{gas}}$
ККs 3			
-2.36	12-14	$0.34e-03 \div 4.47e-03$	$4.12e+06$
-1.74	12-14	$0.35e-03 \div 1.37e-02$	$1.33e+07$
-1.33	4-6	$0.14e-03 \div 3.39e-03$	$3.25e-06$
-0.72	0.5-1	$0.11e-03 \div 2.83e-03$	$7.37e+05$
-0.72	1.5-2	$0.21e-03 \div 8.05e-03$	$1.96e+06$
ESO 269-66			
-1.74	12-14	$2.55e-03 \div 10.35e-03$	$6.50e+06$
-1.33	12-14	$3.00e-03 \div 2.08e-01$	$1.74e+08$
-0.72	1.5-2	$7.88e-04 \div 4.43e-03$	$8.65e+05$
-0.72	2-4	$6.90e-04 \div 9.79e-03$	$9.07e+06$
-0.72	4-6	$1.24e-03 \div 9.45e-03$	$8.17e-06$
-0.41	1.5-2	$2.70e-03 \div 1.12e-01$	$2.73e+07$
0.18	0-0.5	$1.30e-03 \div 6.70e-02$	$1.64e+07$

$M_{\odot}/\text{yr}$ , в четвертом - сформированная масса звезд в  $M_{\odot}$ . Из таблицы видно, что в галактиках было по несколько вспышек звездообразования. Несмотря на разное число вспышек и различие масс звезд, образующихся в разные периоды в двух галактиках, можно заметить общие черты: 1) первые вспышки, происходившие в период примерно 2 млрд. лет после зарождения Вселенной, были наиболее мощными; 2) за ними следовали менее интенсивные события в период 2-6 млрд. лет назад; 3) и, наконец, последние периоды звездообразования, которые были примерно 1 млрд. лет назад, вывели из галактик остатки газа. В настоящее время молодые области звездообразования в объектах не наблюдаются. Средние металличности и диапазоны металличности звезд разного возраста, наблюдаемых в ККs 3 и ESO 269-66, согласно результатам моделирования истории звездообразования, пропорциональны массам галактик, т.е. количеству газа, задействованного в процессе звездообразования. В ESO 269-66 средняя металличность звезд выше и диапазон по металличности шире:  $[Fe/H] = -1.8 \div 0.2$  dex для ESO 269-66, и  $[Fe/H] = -2.4 - 0.7$  dex для ККs 3.

Возраст и металличность центральных шаровых скоплений в ККs 3 и ESO 269-66,  $T = 12.61 \pm 1$  млрд. лет,  $[Fe/H] = -1.5, -1.55 \pm 0.2$  dex [26], попадают в интервалы, соответствующие двум наиболее ранним периодам звездообра-

зования в галактиках. Пользуясь данными табл.2, можно подсчитать, какая доля звезд с металличностью  $[Fe/II] \sim -1.6$  dex содержится в шаровых скоплениях. Примерно 57% и 27% звезд в ККз 3 и ESO 269-6, соответственно, имеют  $[Fe/II] \sim -1.6$  dex. Абсолютные величины шаровых скоплений в ККз 3 и ESO 269-66 составляют  $M_v = -8^m.48$  и  $M_v = -9^m.9$ , соответственно. Принимая среднее отношение массы к светимости звезд в шаровых скоплениях  $M/L = 3$ , массы шаровых скоплений в ККз 3 и ESO 269-66 составляют  $6.33e+05 M_\odot$  и  $2.34e+06 M_\odot$ , соответственно. Таким образом, шаровые скопления содержат примерно 4% и 40% всех звезд в ККз 3 и ESO 269-66, соответственно, с возрастом 12-14 млрд. лет и  $[Fe/II] \sim -1.6$  dex. Принимая во внимание окружение карликовых галактик, можно предположить, что изолированная ККз 3 потеряла в процессе эволюции в 10 раз меньший процент звезд с возрастом порядка возраста Вселенной, чем ESO 269-66, находящаяся вблизи гигантской SO NGC 5128 в центральной области группы галактик Цеттавр А.

3. *Распределение красных и голубых звезд в ККз 3 и ESO 269-66.* В статье [23] было показано, что звезды, находящиеся в пределах радиусов  $\sim 47$  пк вокруг центров шаровых скоплений в ККз 3 и ESO 269-66, имеют систематически более голубые цвета (низкие металличности), чем в среднем звезды остальных частей галактик. Ситуация чрезвычайно похожая в двух галактиках, несмотря на разное расстояние до них, и на то, что ширина ветвей красных гигантов (RGB), обусловленная разбросом звезд по металличности и возрасту у ККз 3 и ESO 269-66, разная. Необходимо отметить, что в ККз 3 и в ESO 269-66 на снимках HST видны только звезды RGB и асимптотических ветвей гигантов (AGB). На уровне  $M_v \geq -3.5 \pm 0.1$  процент детектирования таких звезд на данных снимках HST близок к 100%, согласно проведенным экспериментам "искусственные звезды" [4,20]. В ESO 269-66 дисперсия цветов звезд ( $V-I$ ) на уровне абсолютной звездной величины в фильтре  $I$  системы Джонсона-Казинса  $M_v = -3.5 \pm 0.1$  составляет  $\sigma(V-I) = 0^m.19$  [23]. Для ККз 3 эта величина составляет  $\sigma(V-I) = 0^m.08$  [26].

Интересно проверить, как распределены по телу галактик звезды в голубой и красной частях диаграммы "цвет-звездная величина" (CMD). Способ деления звезд на голубые и красные иллюстрирован на рис.1. Условной разделительной линией служит часть изохроны [27] с металличностью  $Z = 0.0004$ , возрастом  $I$  Гуг и содержанием гелия  $Y = 0.26$ . Следует отметить, что распределение звезд по цвету на CMD подвержено так называемому эффекту вырождения "возраст-металличность". Так, звезды более молодого возраста, но большей металличности могут оказаться голубее звезд с меньшей металличностью. но более старым возрастом. Поэтому судить о возрасте и металличности

представителей простых звездных населений по их цветам можно только в вероятностном смысле.

Из 36763 звезд ESO 269-66, фотометрия которых была выполнена и представлена на рис.1, для последующего анализа распределения по плоскости галактики были выделены 5753 красных и 3389 голубых звезд с низкими фотометрическими ошибками, полнотой обнаружения  $\sim 100\%$  и  $M_i < -3^m$ . Способ выделения красных и голубых звезд иллюстрирован на рис.1.

CMD KKs 3 (рис.1) содержит 22707 звезд. Из них были выделены 632 красных и 1032 голубых звезд способом, представленным на рис.1. Это звезды

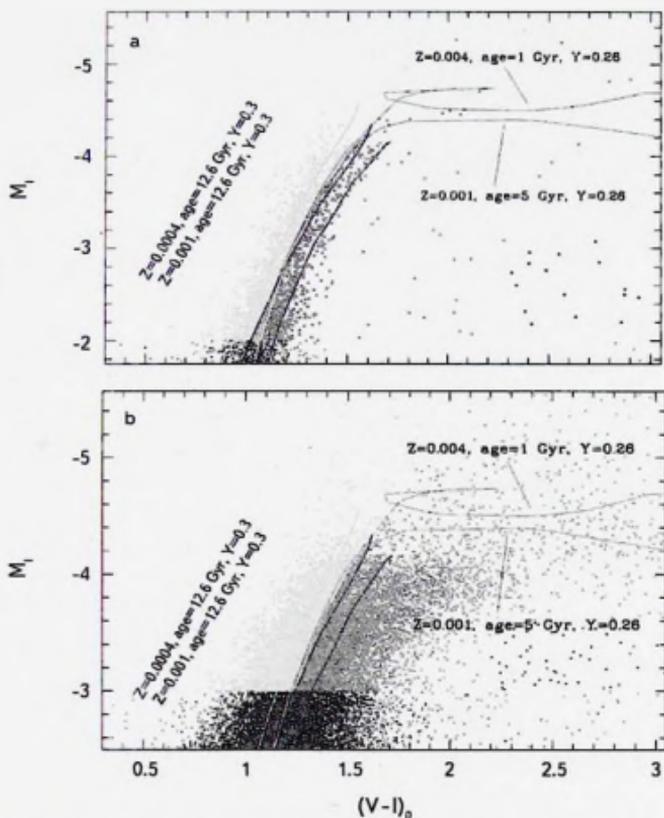


Рис.1. Диаграммы "цвет-звездная величина" для KKs 3 (a) и ESO 269-66 (b). Голубые звезды (светло-серые точки) и красные звезды (темно-серые точки) были отобраны так, как показано на рисунках.

с низкими фотометрическими ошибками, полнотой обнаружения 100% и  $M_i < -2^m$ . Глубина отбора разная для двух галактик и обусловлена разной фотометрической глубиной диаграмм в основном вследствие разного расстояния до объектов.

4. *Профили плотности звезд.* Для построения профилей звездной плотности для KKs 3 и ESO 269-66, мы использовали результаты звездной фотометрии и выделили из общей массы голубые и красные звезды с малыми фотометрическими ошибками и полнотой обнаружения 100%, как

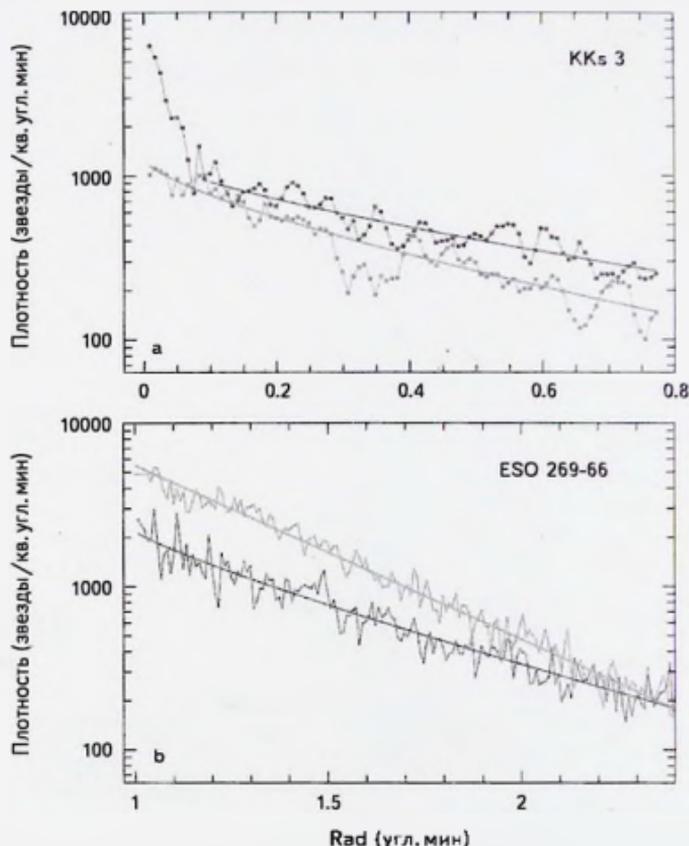


Рис.2 Профили поверхностной плотности для голубых (темно-серый) и красных (светло-серый) звезд в KKs 3 (а) и ESO 269-66 (б) с наложенными моделями Серсика. Вклад фона Галактики (-1 звезда/кв.угл.мин) был вычтен из каждой точки профилей.

было описано в предыдущем разделе. Далее, мы разделили двумерное распределение звезд по поверхности галактики на ячейки размером 0.5 угл. с и подсчитывали число звезд, содержащихся в каждой ячейке. По результатам такого подсчета и последующего вычитания фона вокруг галактик были построены профили звездной плотности ККs 3 и ESO 269-66.

Азимутально-усредненные распределения звездной плотности в кольцах вокруг центров галактик, совпадающих с центрами шаровых скоплений, представлены на рис.2. Видно, что голубые звезды в ККs 3 и ESO 269-66 (то есть статистически более старые и низкометаллические) показывают более пологие профили плотности. Красные звезды более сконцентрированы к центрам галактик.

Для моделирования формы профилей плотности звезд в зависимости от радиуса галактик  $r$ , мы использовали функцию Серсика [28]:

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-v_n (r/r_e)^n},$$

где  $I_0$  - центральная интенсивность,  $r_e$  - эффективный радиус,  $n$  - положительное действительное число, показывающее степень кривизны профиля,  $v_n$  - константа, выбираемая так, чтобы в пределах эффективного радиуса излучалась половина полной светимости [29]:

$$v_n \sim 2n \left[ \frac{1}{3} + \frac{4}{405n} + \frac{46}{25515n^2} \right].$$

В единицах поверхностной яркости это будет:

$$\mu(r) = \mu_0 + \frac{2.5v_n}{\ln 10} \left( \frac{r}{r_e} \right)^n,$$

где  $\mu_0$  - центральная поверхностная яркость. Параметры функции Серсика, подобранные нами для распределений красных и голубых звезд в ККs 3 и ESO 269-66, приведены в табл.3, где  $SD_{centr}$  - центральная поверхностная

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ СЕРСИКА [28,29]

Галактика	$\log SD_{centr}$ [stars/arcmin <sup>2</sup> ]	$r_e$ [arcmin]	$n$
ККs3			
Голубые звезды	$3.12 \pm 0.08$	4.82:	1.38:
Красные звезды	$3.10 \pm 0.04$	$3.49 \pm 1.13$	$1.41 \pm 0.16$
ESO 269-66			
Голубые звезды	$3.34 \pm 0.03$	$3.24 \pm 0.46$	$1.18 \pm 0.08$
Красные звезды	$3.74 \pm 0.03$	$1.71 \pm 0.10$	$1.00 \pm 0.05$

плотность,  $r_{\text{eff}}$  - эффективный радиус,  $n$  - параметр формы профиля. Видно, что согласно измеренным параметрам, эффективные радиусы распределений голубых звезд больше, чем красных. Заметим, однако, что для относительно видная глазом на рис.2 тенденция, в случае KKs 3 менее ярко выражена и труднее моделируемая, так как плотность звезд в этой галактике гораздо меньше, чем в ESO 269-66. В случае голубых звезд в KKs 3, мы смогли дать лишь оценку параметров функции Серсика  $r_{\text{eff}}$  и  $n$ . Они даны в табл.3 с двоякими без указания ошибок.

**5. Заключение.** Предпринятое в настоящей работе исследование распределения голубых и красных звезд в двух dSph KKs 3 и ESO 269-66, существующих в разном окружении, показало, что обе галактики показывают градиенты звездных популяций, а именно, голубые более старые и низкометаллические звезды имеют более пологий профиль плотности, чем красные более молодые и высокометаллические звезды. Таким образом, как и в массивных спиральных галактиках, на окраинах двух карликовых преобладают старые низкометаллические звезды. Остатки первых наиболее мощных вспышек звездообразования присутствуют в центрах галактик в виде шаровых скоплений, которые вмещают 4% и 40% звезд в KKs 3 и ESO 269-66, соответственно, с металличностью порядка  $[Fe/H] = -1.5 \text{--} -1.6 \text{ dex}$  и возрастом 12-14 млрд. лет. Значительная часть звезд, возникших в центральных звездных вспышках, была потеряна. Шаровые скопления тоже теряли звезды. Как было показано в [26], во внешних частях скопления в KKs 3 в пределах приливного радиуса наблюдается усиление яркости звезд, которое составляет примерно 10% от полной светимости скопления. В этом месте профиль яркости скопления значительно отклоняется от закона King [30]. Очевидно, ESO 269-66 в ходе эволюции потеряла более значительный процент звезд, чем изолированная KKs 3. К сожалению, на основании только фотометрических данных не удастся дать большую детализацию процесса звездообразования в KKs 3 и ESO 269-66 и судить о причинах потери звезд. Спектроскопия высокого разрешения шаровых скоплений и отдельных звезд в dSphs в будущем поможет понять закономерности формирования и эволюции ядерных звездных скоплений и их галактик-хозяев.

Исследование структурных и фотометрических свойств звездных подсистем в dSph галактиках выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00965).

## GRADIENTS OF METALLICITY AND AGE OF STARS IN DWARF SPHEROIDAL GALAXIES KKS 3 AND ESO 269-66

M.E.SHARINA, L.N.MAKAROVA, D.I.MAKAROV

We compare properties of stellar populations for globular clusters and field stars in two dwarf spheroidal galaxies (dSphs): ESO 269-66, a close neighbour of the giant S0 NGC5128, and KKS 3, one of the few truly isolated dSphs within 10 Mpc. Star formation histories of the galaxies are known from previous studies according deep stellar photometry results using Hubble Space Telescope (HST) images. Age and metallicity for nuclear star clusters in KKS 3 and ESO 269-66 are known from literature spectroscopic studies:  $T = 12.6$  Gyr,  $[Fe/H] = -1.5$  and  $-1.55$  dex. We analyse surface density profiles using the Sersic law of low and high metallicity (blue and red) stars in KKS 3 and ESO 269-66. We argue that 1) the density profiles of red stars are steeper than that of blue stars, that evidences in favour of metallicity and age gradients in the galaxies; 2) globular clusters in KKS 3 and ESO 269-66 contain approximately 4 and 40 percent of all stars with  $[Fe/H] = -1.5 \div -1.6$  dex and age 12-14 Gyr, correspondingly. Therefore, globular clusters are relics of the first powerful star forming bursts in the central regions of the galaxies. KKS 3 has lost a smaller percentage of its old low-metallicity stars than ESO 269-66 probably thanks to its isolation.

Key words: *galaxies: dwarf* - *galaxies: star clusters* - *galaxies: individual: KKS 3, ESO 269-66*

## ЛИТЕРАТУРА

1. B.Binggeli, in ESO/OHP Workshop on Dwarf Galaxies, eds. G.Meylan, P.Prugniel, ESO, Garching, p.123, 1994.
2. E.K.Grebel, J.S.Gallagher III, D.Harbeck, *Astron. J.*, **125**, 1926, 2003.
3. I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, M.E.Sharina, in IAU Colloq. 198, eds. H.Jerjen, B.Binggeli, Near-field Cosmology with Dwarf Elliptical Galaxies, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.105, 2005.
4. I.D.Karachentsev, L.N.Makarova, D.I.Makarov et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **447**, L85, 2015.
5. E.Hubble, M.L.Humason, *Astrophys. J.*, **74**, 43, 1931.
6. J.Einasto, E.Saar, A.Kaasik et al., *Nature*, **252**, 111, 1974.

7. *A.Dressler*, *Astrophys. J.*, **236**, 351, 1980.
8. *J.E.Gunn, J.R.I.Gott*, *Astrophys. J.*, **176**, 1, 1972.
9. *A.V.Zasov, V.E.Karachentseva*, *Sov. Astron. Lett.*, **5**, 137, 1979.
10. *A.Dekel, J.Silk*, *Astrophys. J.*, **303**, 39, 1986.
11. *A.Ferrara, E.Tolstoy*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **313**, 291, 2000.
12. *O.Y.Gnedin*, *Astrophys. J.*, **589**, 752, 2003.
13. *A.Boselli, G.Gavazzi*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **118**, 517, 2006.
14. *D.Harbeck et al.*, *Astron. J.*, **122**, 3092, 2001.
15. *A.W.McConnachie*, *Astron. J.*, **144**, 4, 2012.
16. *T.J.Davidge*, *Astron. J.*, **130**, 2087, 2005.
17. *M.E.Sharina, V.L.Afunasiev, T.H.Puzia*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **372**, 1259, 2006.
18. *J.Kormendy, R.Bender*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **198**, 2, 2012.
19. *P.Volsanen, S.Barway, Z.Randriamanakoto*, *Astrophys. J. Letters*, **797**, 2014.
20. *L.Makarova et al.*, *Proceedings IAU Symposium 235: Galaxy Evolution across the Hubble Time*, Eds. F.Combes, J.Palous, **320**, 2007.
21. *D.Crnojević, M.Rejkuba, E.K.Grebel et al.*, *Astron. Astrophys.*, **530**, 58, 2011.
22. *I.D.Karachentsev et al.*, *Astron. J.*, **133**, 504, 2007.
23. *M.E.Sharina et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **384**, 1544, 2008.
24. *I.D.Karachentsev, A.Yu.Kniazev, M.E.Sharina*, *Astron. Nachr.*, **336**, 707, 2015.
25. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, E.I.Kaisina*, *Astron. J.*, **145**, 101, 2013.
26. *M.E.Sharina, V.V.Shimansky, A.Y.Kniazev*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **471**, 1955, 2017.
27. *G.Bertelli, L.Girardi, P.Marigo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **484**, 815, 2008.
28. *J.L.Sersic*, *Atlas de Galaxias Australes*, Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico, 1968.
29. *L.Ciotti, G.Bertin*, *Astron. Astrophys.*, **352**, 447, 1999.
30. *I.King*, *Astron. J.*, **67**, 471, 1962.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА  
КОМПОНЕНТОВ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ  
СИСТЕМЫ 61 ЛЕБЕДЯ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА  
НОРМАЛЬНОМ АСТРОГРАФЕ ГАО РАНЕ.В.ПОЛЯКОВ<sup>1</sup>, О.О.ВАСИЛЬКОВА<sup>2</sup>, Д.Л.ГОРШАНОВ<sup>1</sup>,  
М.А.ПОГОДИН<sup>1</sup>, Н.А.ШАХТ<sup>1</sup>

Поступила 15 июня 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Представлены результаты анализа фотометрической переменности компонентов визуально-двойной системы 61 Cyg A и B. Наблюдения были проведены на нормальном астрографе Пулковской обсерватории с 1956 по 1982гг. (всего 296 оценок блеска). Был произведен поиск периода изменений блеска у обоих компонентов системы, при этом были независимо использованы два метода периодограммного анализа: метод синусоидальной аппроксимации и традиционный метод Скаргла. Для сравнения анализ проводился как для полных фотометрических рядов, включающих все 296 значений звездной величины, так и для значений, усредненных за один год (всего 27 величин). В результате был уверенно найден период около 15 лет, присутствующий у обоих компонентов системы, и период 8.5-9 лет, наблюдающийся у компонента 61 Cyg B, совпадающий с периодом корональной и хромосферной активности в 9.1 года, обнаруженный в 1978г. Вильсоном. У звезды 61 Cyg A был также обнаружен менее значимый период около 6 лет, который в пределах точности соответствует периоду корональной и хромосферной активности в  $7.5 \pm 1.7$  лет, отмеченный ранее Хемпельманом. Еще один менее значимый период неизвестного происхождения около 4 лет наблюдается у компонента 61 Cyg B. Возможно, что это вторая гармоника основного периода. Мы предполагаем, что низкая точность значений в оценках периодов может быть связана с их неустойчивостью как результат сложного многокомпонентного характера наблюдаемой переменности. Период около 15 лет, обнаруженный у обоих компонентов A и B, может быть связан с астроклиматическими или инструментальными эффектами.

**Ключевые слова:** *звезды: фотометрическая переменность - звезды: поиск периодов - звезды: циклы активности - звезды: 61 Cyg*

1. **Введение.** Двойная звезда 61 Cyg (ADS 14636 = WDS 21069+3845 = Gliese 820 = HR 8085 + HR 8086 = HD 201091 + HD 201092) является одной из наиболее близких к Солнцу и "быстро летящих", и в течение многих десятков лет представляет большой интерес для астрономов-наблюдателей. Звезда относится к так называемым астрометрическим двойным: она представляет собой широкую пару с почти равными по блеску компонентами ( $\rho \approx 30''$ ,  $V = 5^m.2$  и  $6^m.0$ , соответственно). Ее позиционные наблюдения в течение двух столетий проводятся на различных инструментах, в основном, на высокоточных длиннофокусных астрографах. 61 Cyg известна как одна из

первых звезд, для которой был определен точный параллакс ( $\pi = 0'' 287$ , см. Бессель [1]). С 1830 года ее, как двойную звезду, начал наблюдать В.Я.Струве в Дерпте [2], а потом и О.В.Струве в Пулковской обсерватории [3].

Фотографические позиционные наблюдения 61 Суг на нормальном астрографе в Пулково начали проводиться с конца XIX в., а с 1956г. - и на пулковском 26-дюймовом рефракторе. Предметом исследования были кинематические и динамические параметры компонентов системы, а также уточнение орбитальных параметров и масс компонентов. Результаты последних исследований с использованием всего накопленного материала опубликованы в работах Горшанова и др. [4], а также Шахт и др. [5,6]. Отдельное внимание было уделено анализу статистически значимых отклонений компонентов от траекторий орбитального движения. Это давало возможность предположить присутствие у данной звезды невидимых спутников малой массы. Среди работ подобного рода следует отметить исследования Струнда [7] и Дейча [8]. В настоящее время все гипотезы по поводу существования у системы маломассивных спутников, в том числе и планетоподобных, пока не получили окончательного подтверждения. В этом плане 61 Суг продолжает оставаться загадкой для астрономов.

Но, тем не менее, эта звезда является одним из основных объектов программы по поиску экзопланет (см., например, [9,10]). Причиной этого, помимо ее близости к Солнцу, является спектральный класс компонентов системы (K5V + K7V). Они относятся к так называемым оранжевым карликам и наиболее интересны как потенциальные родительские звезды, предоставляющие благоприятные условия для возникновения жизни на вращающихся вокруг них планетах. Их эволюционный путь на ГП достаточно длинный, так что вероятность зарождения и развития жизни в таких системах даже выше, чем у Солнца. С другой стороны, их высокая вспышечная активность может оказывать губительное влияние на возможность жизни на их планетах. В настоящее время уже обнаружены экзопланеты в "обитаемой зоне" некоторых оранжевых карликов, так, например, планета у звезды Глизе 892 (K3V), планета HD 8551126 у звезды класса K5V и др.

Следует отметить еще одно направление поиска признаков существования у 61 Суг планетной или протопланетной системы - это попытки обнаружить у компонентов двойной системы методами ИК-астрономии зодиакальных дисков, которые могли свидетельствовать о присутствии планетной системы земного типа [11-13]. Эта звезда является также одним из главных объектов целевой программы HOSTS (The Hunt for Observable Signatures of Terrestrial planetary Systems) для большого 8.4-м бинокулярного телескопа-интерферометра LBTI (Large Binocular Telescope Interferometer).

Сам процесс формирования и эволюции планетных систем напрямую

зависит от физических свойств родительских звезд, таких, как масса, металличность, стабильность поля излучения, а также от их возраста и особенностей циклов активности. Поэтому астрофизические исследования таких объектов, как 61 Cyg представляются весьма актуальными.

Оба компонента системы 61 Cyg являются известными переменными звездами. В "Общем каталоге переменных звезд" [15] главный компонент 61 Cyg A отнесен к переменным типа BY Draconis. Звезды этого типа на своей поверхности имеют холодные пятна, которые при вращении звезды модулируют кривую ее блеска. В результате наблюдается циклическая фотометрическая переменность с периодом, равным периоду вращения звезды. В случае 61 Cyg A он составляет 35 дней. Однако можно ожидать наличие переменности и на более длинной временной шкале, определяемой изменением общего количества поверхностных пятен в зависимости от фазы общего цикла активности звезды, достигающего нескольких лет и связанного с происходящими в звезде физическими процессами.

Второй компонент системы 61 Cyg B демонстрирует более сложную картину переменности: это вспыхивающая звезда с иррегулярными изменениями блеска. Вспышки носят короткопериодический характер, который, в свою очередь, также зависит от фазы общего цикла активности продолжительностью, по разным оценкам, от 9.1 до 11.7 лет [16-18].

Помимо этого, оба компонента системы обладают хромосферной и корональной активностью [16-18], у них наблюдается также излучение в радиодиапазоне [20]. Отмечается, что у 61 Cyg A излучение в линии CaII и в рентгеновском диапазоне изменяется циклически с периодом активности  $7.5 \pm 1.7$  лет [16-18]. Большой разброс в оценках периодов как хромосферной, так и корональной активности (особенно у компонента B) может свидетельствовать о неустойчивости циклического характера этой переменности, который может быть обусловлен ее многокомпонентностью.

Целью настоящей работы было:

- а) анализ особенностей изменений блеска компонентов системы 61 Cyg A и 61 Cyg B на временном масштабе в несколько лет;
- б) поиск признаков циклической переменности, которая могла бы свидетельствовать о наличии у этих звезд циклов активности, подобных солнечному;
- в) сравнение этих циклов с циклами хромосферной и корональной активности, описанными в публикациях других авторов.

Исходными данными для нашего исследования был многолетний (27 лет) фотометрический ряд, полученный в Пулковской обсерватории на нормальном астрографе с 1956 по 1982гг. (всего 296 измерений блеска) для каждого из компонентов системы.

2. *Наблюдения.* Фотометрические наблюдения 61 Cyg проводились на нормальном астрографе ГАО РАН ( $D=330$  мм,  $F=3467$  мм) с использованием несенситивизированных стеклянных пластинок AGFA-ASTRO и ORWO-ZU-1 (после 1966г.) размером  $16 \times 16$  мм. Рабочее поле в плоскости пластинки составляло около  $100'$  в диаметре. Инструментальная фотометрическая система была близка к стандартной полосе *V*. Для фотометрических измерений была использована звезда сравнения HIP 103894 (G8,  $B=7^m.1$ ), расположенная от объекта на угловом расстоянии около  $44'$  (в 2000.0). Ее выбор среди других кандидатов в звезды сравнения был связан с постоянством ее блеска и близостью его к блеску компонентов пары.

Измерения блеска звезд на пластинках проводились на Пулковской автоматической измерительной машине "Фантазия" (см. описание и соответствующие ссылки в [21]), которая в 2003-2004гг. была существенно модернизирована [22]. Точность измерения блеска объекта относительно звезды сравнения составляла порядка  $\pm 0^m.04 - 0^m.06$ .

3. *Результаты наблюдений.* В нашей работе мы использовали как полные ряды данных измерений блеска для каждого из компонентов А и В, охватывающие 27 лет наблюдений с 1956 по 1982гг. и включающие 296 значений звездной величины  $m$ , относящейся к инструментальной фотометрической системе, так и ряды данных, усредненных в течение каждого года (всего 27 значений). Эти фотометрические ряды для двух компонентов

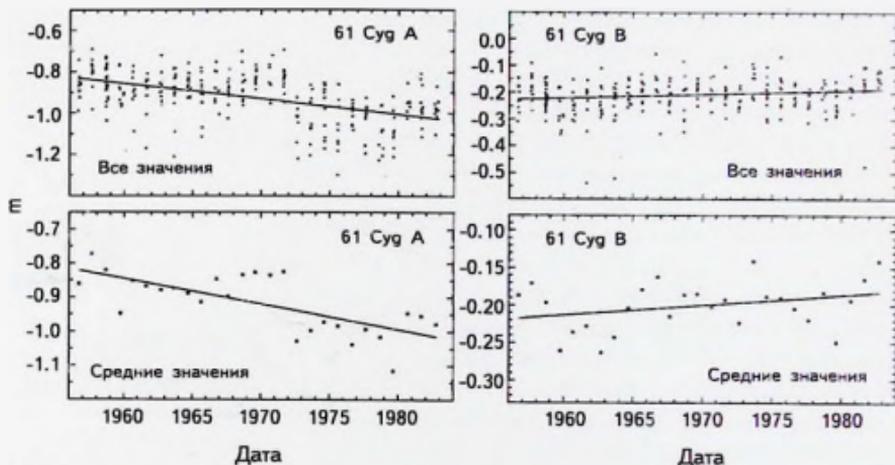


Рис.1. Изменения блеска компонентов 61 Cyg с 1956 по 1982гг. Сплошными линиями показаны линейные тренды этих изменений. Верхние панели - все фотометрические данные, нижние - среднегодовые величины; левые панели - компонент А, правые - В.

системы А и В показаны на рис.1. В дальнейшем. для краткости, они будут называться как "длинный" и "короткий" ряд для каждого из двух компонентов. На этом же рисунке приведены также линейные тренды, проведенные по всему массиву точек для каждого ряда. Обращает на себя внимание тот факт, что эти тренды, характеризующие наиболее медленные изменения блеска на шкале времени в десятки лет, у компонентов имеют противоположные наклоны. У компонента А блеск за 27 лет наблюдений стал систематически слабее, а у компонента В - наоборот, сильнее. При дальнейшем анализе на периодичность эти тренды были предварительно вычтены из соответствующих массивов значений  $m$  для каждого из фотометрических рядов. После учета многолетних трендов мы использовали два различных метода исследования фотометрических изменений на периодичность.

### 3.1. Поиск периодов методом синусоидальной аппроксимации.

Вначале для поиска периодов был использован метод аппроксимации синусоидами. При этом для каждого исследуемого ряда строились фазовые зависимости для разных значений пробного периода  $P$ , охватывающих диапазон от 2 до 28 лет с шагом 0.02 года. Для всех значений пробного периода проводилась аппроксимация фазовой зависимости синусоидой, имеющей вид:

$$y = C + A \sin(2\pi(t - t_0)/P), \quad (1)$$

где  $t$  - время,  $t_0$  - момент, соответствующий начальной фазе, а  $C$  и  $A$  - параметры. С использованием простых тригонометрических преобразований, эту формулу можно представить как линейную функцию, содержащую как известные величины  $y$  и  $P$ , так и неизвестные параметры  $C$ ,  $A$ , и  $t_0$ , которые определялись по стандартному методу наименьших квадратов. В результате строилась периодограмма с абсциссой  $P$  и ординатой  $A/\sigma$ , где  $A$  - амплитуда синусоиды, а  $\sigma$  - среднеквадратическое отклонение значений  $m$  на фазовой зависимости от этой синусоиды. Каждый максимум на  $A/\sigma$ -периодограмме соответствовал значению  $P$ , которое рассматривалось как кандидат в реальный период. Реальные периоды в дальнейшем выявлялись среди кандидатов с помощью специального анализа.

Чтобы оценить значимость каждого кандидата в реальные периоды и определить функцию окна, дополнительно строилась так называемая шумовая периодограмма. Для этого формировался ряд, содержащий набор случайных чисел для тех же дат, что и основной исследуемый ряд. Для этого ряда рассчитывалась  $A/\sigma$ -периодограмма, и вся процедура повторялась 200 раз. В результате усреднения индивидуальных шумовых периодограмм получалась средняя периодограмма, отмеченная на рисунках обозначением "noise", и среднеквадратическое отклонение индивидуальной шумовой периодограммы от средней (обозначение на рисунках - "sigma"). Они позволяли определить

уровень значимости на уровне  $\sigma$ ,  $2\sigma$ ,  $3\sigma$ , и т.д. для каждого локального пика на основной  $A/\sigma$ -периодограмме для исследуемого ряда и выявить ложные периоды, связанные с особенностями распределения измерений по датам.

Использованный нами метод представляет собой одну из упрощенных версий известного LNP-метода (Lomb Normalized Periodogram), основанного на стандартном IDL-подходе (Interactive Data Language) (см. [23]). Похожие методы расчета шумовых периодограмм были описаны также в работах [24,25]. Данный метод поиска периодов был нами успешно опробован и применен для диагностики магнитосфер у Ae/Be-звезд Хербила [26,27].

На рис.2 и 3 приведены  $A/\sigma$ -периодограммы для компонентов А и В, отдельно рассчитанные по полному ряду из 296 значений  $m$ , так и по ряду усредненных 27 значений. На каждом рисунке в его нижней части приведена также соответствующая шумовая периодограмма. Одной из первостепенных задач было отсеять периоды-артефакты, присутствующие на периодограммах. В первую очередь были исключены периоды, где соответствующий им  $A/\sigma$ -пик: а) не достигал уровня  $3\sigma$  и б) присутствовал только на одной из двух периодограмм (для длинного и для короткого рядов). На следующем этапе мы построили вспомогательные ряды, разбив основные ряды на два: а) ряд четных и нечетных дат наблюдений и б) ряд первых и последних дат наблюдений (для анализа более коротких периодов). Для каждого из

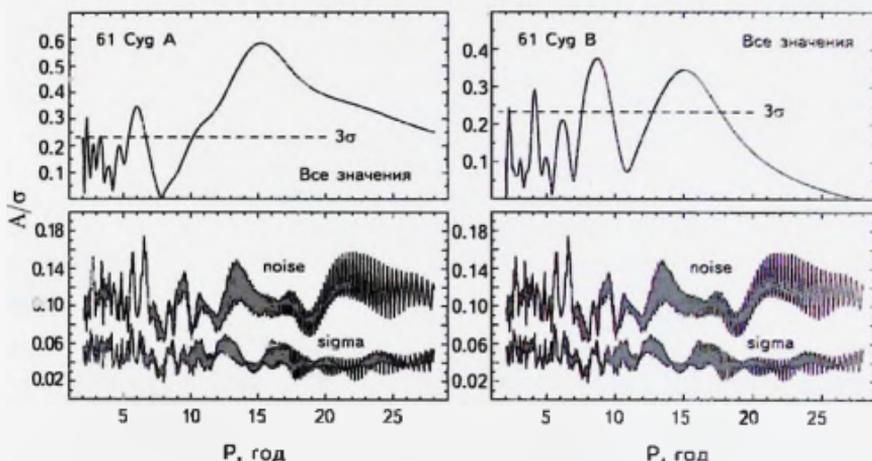


Рис.2.  $A/\sigma$ -периодограммы, построенные по всем данным фотометрии компонентов 61 Cyg (верхние панели). Нижние панели - соответствующая шумовая периодограмма. Левые панели - компонент А, правые - В. Уровни значимости показаны штриховыми линиями. В обоих случаях из фотометрических рядов вычтены линейные тренды.

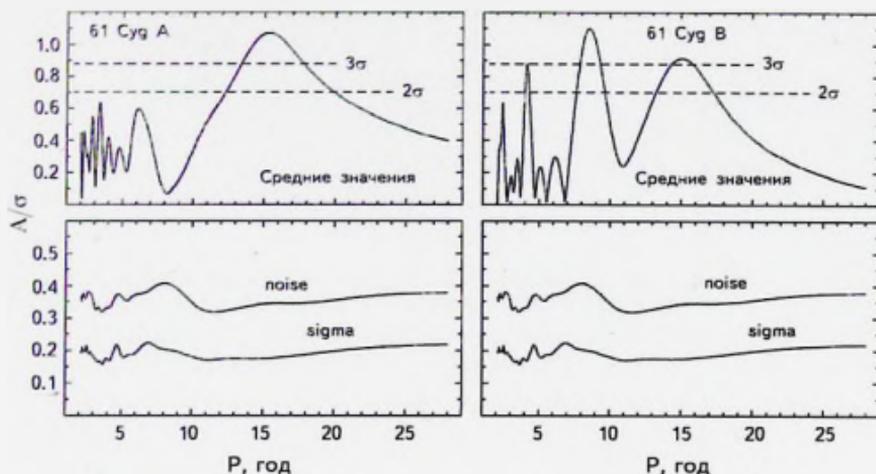


Рис.3. То же, что рис.2, но для усредненных за каждый год данных

вспомогательных рядов была рассчитана своя периодограмма. С ее помощью отбирались только те периоды, которые присутствовали на всех вспомогательных периодограммах.

В результате нашего анализа были найдены следующие периоды фотометрической переменности с высоким уровнем значимости для обоих компонентов А и В системы 61 Cyg, представленные в табл.1. Ошибки величин, приведенных в таблице, соответствуют разбросу значений данного периода, полученных на

Таблица 1

ПЕРИОДЫ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ  
КОМПОНЕНТОВ 61 Cyg

Звезда	По длинному ряду (годы)	По короткому ряду (годы)
61 Cyg A	$15.25 \pm 0.20$	$15.34 \pm 0.08$
61 Cyg B	$15.04 \pm 0.81$ $8.68 \pm 0.03$	$15.07 \pm 1.40$ $8.54 \pm 0.15$

различных вспомогательных периодограммах. На рис.4 показаны наблюдательные ряды компонента А и их аппроксимация синусоидами с найденными периодами.

3.2. Поиск периодов методом Скаргла. Вторым методом периодограммного анализа, использованного в нашей работе, был традиционный

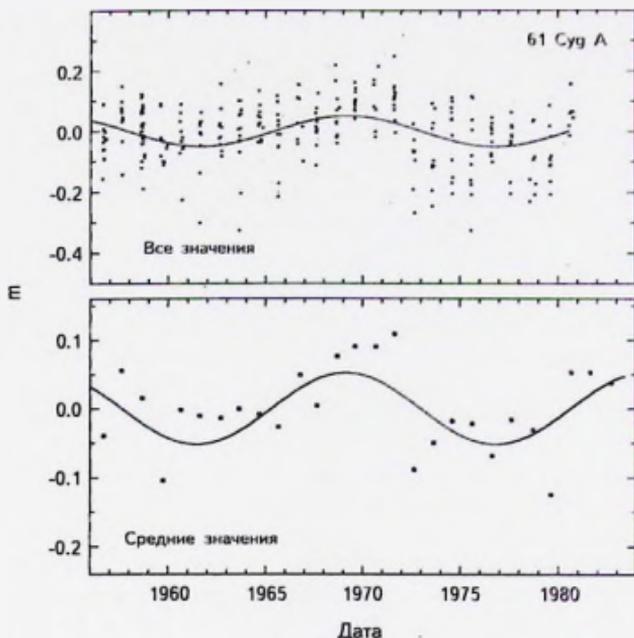


Рис.4. Временной ряд изменений блеска 61 Cyg A с вычетом линейного тренда, аппроксимированный синусоидой с найденным пятнадцатилетним периодом: все данные - верхняя панель, усредненные данные - нижняя панель.

метод Скаргла. Этот метод был заимствован из статей Скаргла [28] и Блэка и Скаргла [29]. Он разрабатывался и применялся, в том числе, для поиска плазменных систем астрометрическим методом [29]. Метод Скаргла основан на дискретном преобразовании Фурье особого вида. Ордината периодограммы  $S(\omega)$  вычислялась в нем по следующей формуле:

$$S(\omega) = \frac{1}{2} \frac{N}{\sigma^2} \frac{\left[ \sum_{j=1}^N X_j \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2 + \left[ \sum_{j=1}^N X_j \sin \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^N \cos^2 \omega(t_j - \tau) + \sum_{j=1}^N \sin^2 \omega(t_j - \tau)}, \quad (2)$$

где  $\omega$  - круговая частота:  $\omega = 2\pi/P$  ( $P$  - период),  $X_j$  - значения исследуемого ряда, соответствующие моментам  $t_j$ ,  $N$  - число точек ряда,  $\sigma^2$  - стандартное отклонение (стационарного) ряда, а величина  $\tau$  определяется из соотношения

$$\operatorname{tg}(2\omega t) = \frac{\sum_{i=1}^M \sin(2\omega t_i)}{\sum_{i=1}^M \cos(2\omega t_i)} \quad (3)$$

Для оценки значимости периода, найденного по конкретному пику на периодограмме, была использована формула:

$$Z_0 = -\ln[1 - (1 - P_0)^{1/M}], \quad (4)$$

где  $Z_0$  - уровень значимости обнаруженного периода с вероятностью  $(1 - P_0)$ ,  $M$  - число исследуемых пиков на периодограмме.

На рис.5 показаны Скаргл-периодограммы, построенные для обоих компонентов системы, отдельно для длинного и короткого фотометрических рядов.

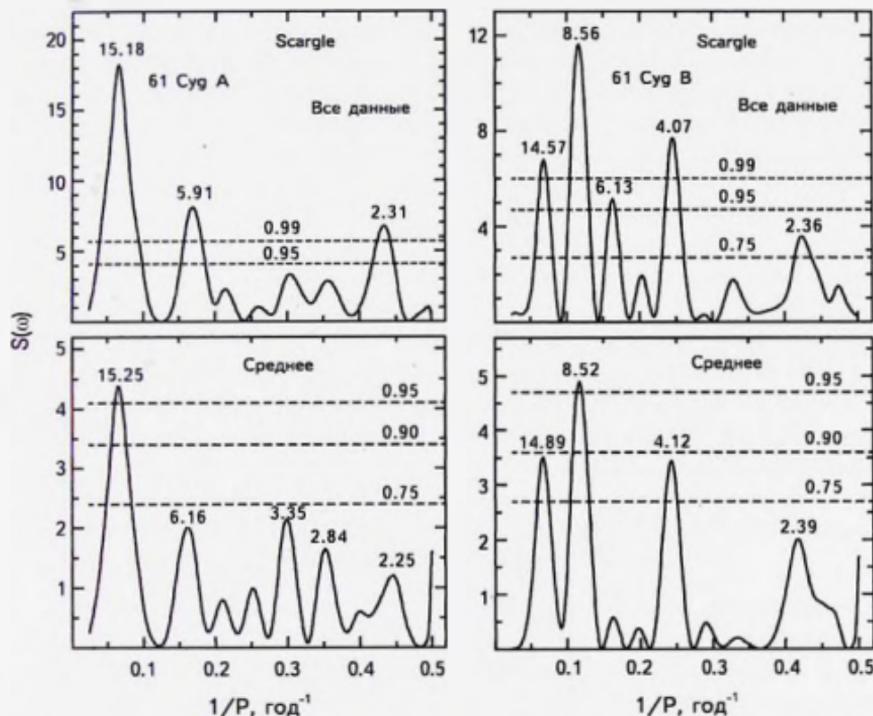


Рис.5. Периодограммы Скаргла для компонента 61 Cyg. Верхние панели - по длинным рядам, нижние - по коротким; левые панели - компонент А, правые - В. Штриховыми линиями показаны уровни значимости пиков на периодограмме. При расчете уровней значимости для компонента А принималась  $M = 3$ , для В -  $M = 4$ .

На рисунке видно, что в пределах точности, характеризующейся шириной конкретных пиков, обнаруженные периоды и уровни их значимости, определенные по методу Скарла и по методу синусоидальной аппроксимации, дают практически одинаковые результаты. Большинство пиков как с высоким, так и с более низким уровнем значимости повторяются на периодограммах обоих типов.

**3.3. Разделение двух гармоник циклической фотометрической активности 61 Суг В.** Наш периодограммный анализ позволил обнаружить два наиболее значимых периода фотометрической переменности компонента В:  $P_1$  около 15 лет и  $P_2 = 9$  лет. Мы решили проверить, являются ли эти два периода независимыми друг от друга и попытаться выделить соответствующие им гармоники на двух кривых блеска объекта (длинной и короткой). Это разделение было произведено с использованием нашего метода аппроксимации синусоидами в сочетании с итерационным методом. На первом этапе расчеты из всех значений  $m$  каждого из двух фотометрических рядов с вычтенными линейными трендами (см. рис.1) вычиталась синусоида, соответствующая периоду  $P_1$  (около 9 лет). Для новых рядов снова рассчитывалась  $A/\sigma$ -периодограмма в окрестности периода  $P_1$ , при этом уточнялось его значение. Затем из исходных фотометрических рядов вычиталась синусоида с уточненным периодом  $P_1$  и опять строилась  $A/\sigma$ -периодограмма, позволяющая уточнить уже период  $P_2$ . Эти процедуры повторялись до тех пор, пока все уточненные значения периодов  $P_1$  и  $P_2$  не начинали сходиться с точностью  $\pm 0.01$  года. Как показали расчеты, 2-3 приближения оказываются достаточными для успешного завершения итерационного процесса.

На рис.6 показаны периодограммы 61 Суг В после разделения 2-х компонент периодичности в сравнении с исходными периодограммами для длинного (296 значений) и короткого (27 значений) рядов, представленными

Таблица 2

**ПАРАМЕТРЫ СИНУСОИДАЛЬНОЙ АППРОКСИМАЦИИ ГАРМОНИК  
ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ 61 Суг**

Звезда	Номер периода	Тип ряда	$A$ (зв. вел.)	$P$ (годы)	$t$ (годы)
61 Суг А	$P_1$	длинный	0.0505	15.25	1950.350
		короткий	0.0519	15.34	1949.974
61 Суг В	$P_1$	длинный	0.0181	14.82	1951.065
		короткий	0.0200	14.36	1951.893
	$P_2$	длинный	0.0172	9.05	1954.320
		короткий	0.0236	8.93	1954.960

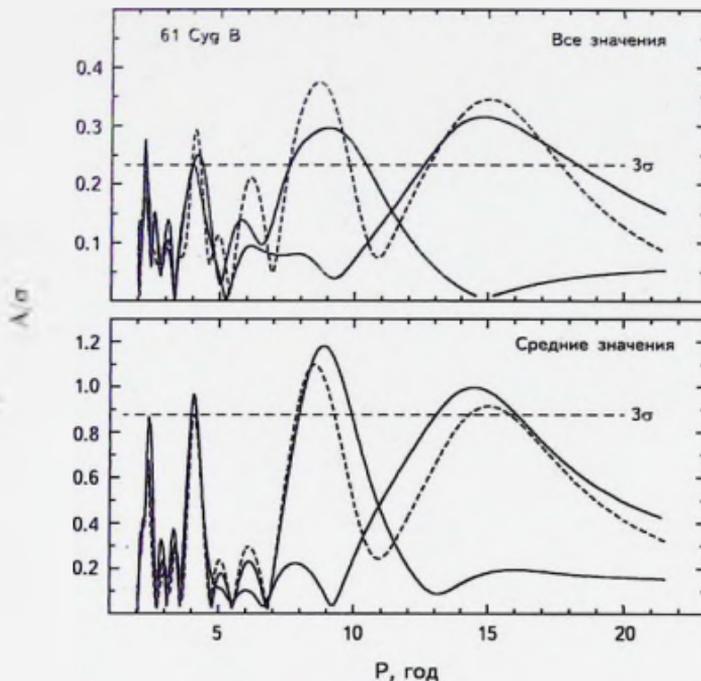


Рис. 6.  $A/\sigma$ -периодограммы, построенные по данным фотометрии 61 Cyg B после разделения двух гармоник (сплошные линии) в сравнении с периодограммой для неразделенных гармоник (штриховая линия, см. рис.6, 7). Верхняя панель - для полного ряда данных ( $P_1 = 14.82$  лет,  $P_2 = 8.93$  лет), нижняя панель - для ряда усредненных величин ( $P_1 = 14.36$  лет,  $P_2 = 9.05$  лет).

на рис.2 и 3. Параметры синусоидальной аппроксимации обеих гармоник приведены в табл.2. Там же даны значения этих параметров для единственной гармоники, найденной для 61 Cyg A.

На рис.7 показаны кривые блеска 61 Cyg B после вычитания одной из двух гармоник и аппроксимированных другой.

3.4. *Корреляция циклических изменений блеска у обоих компонентов 61 Cyg A и B.* Обращает на себя внимание тот факт, что параметры  $P$  и  $t_0$  синусоиды, аппроксимирующей изменения блеска 61 Cyg A, достаточно близки к тем, которые имеет синусоида, аппроксимирующая кривую блеска 61 Cyg B после вычитания из нее гармоники с  $P_2 \approx 9$  лет. Принимая во внимание большую ширину пиков на  $A/\sigma$ -периодограммах обоих компонентов системы A и B, соответствующих периоду  $P \approx 15$  лет (см. рис.2-5), можно даже предположить, что в пределах точности нашего перио-

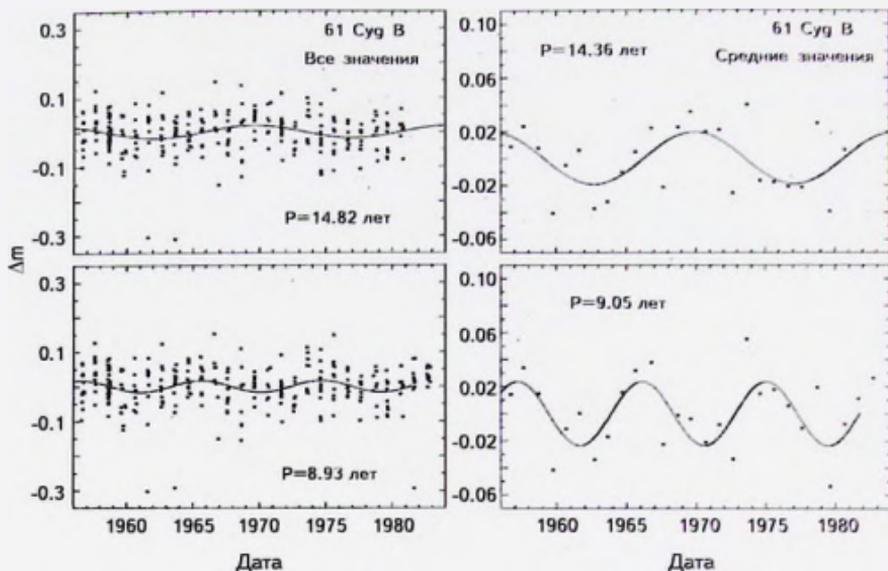


Рис.7. Временные ряды изменений блеска 61 Cyg B, построенные по полному массиву данных (левые панели) и по среднегодовым величинам (правые панели). Производился вычет линейного тренда и одной из синусоидальных гармоник после процедуры их разделения. Для полного ряда: верхняя панель - вычтена гармоника с  $P=8.93$  лет, аппроксимирующая синусоида имеет период 14.82 лет; нижняя панель, наоборот, - вычтена гармоника с  $P=14.82$  лет, а аппроксимирующая синусоида имеет период  $P=8.93$  лет. Для ряда среднегодовых значений поочередно вычиталась одна из двух гармоник и использовалась для аппроксимации вторая гармоника с  $P_1=14.36$  лет и  $P_2=9.05$  лет.

дограммного анализа они совпадают по положению на шкале абсцисс.

Рис.8 демонстрирует корреляцию звездных величин 61 Cyg A и 61 Cyg B после вычета гармоники с периодом  $P_2 \approx 9$  лет (линейные тренды были также предварительно вычтены). Наблюдающаяся корреляция оказалась достаточно значимой:  $r=0.62 \pm 0.04$  (для длинного ряда) и  $r=0.65 \pm 0.11$  (для короткого ряда).

Такое совпадение характера циклической фотометрической переменности обоих компонентов системы 61 Cyg позволяет подозревать существование общей природы этой цикличности.

4. *Обсуждение результатов.* Мы проанализировали особенности фотометрической переменности двух компонентов А и В визуально-двойной системы 61 Cyg. Был использован многолетний наблюдательный материал,

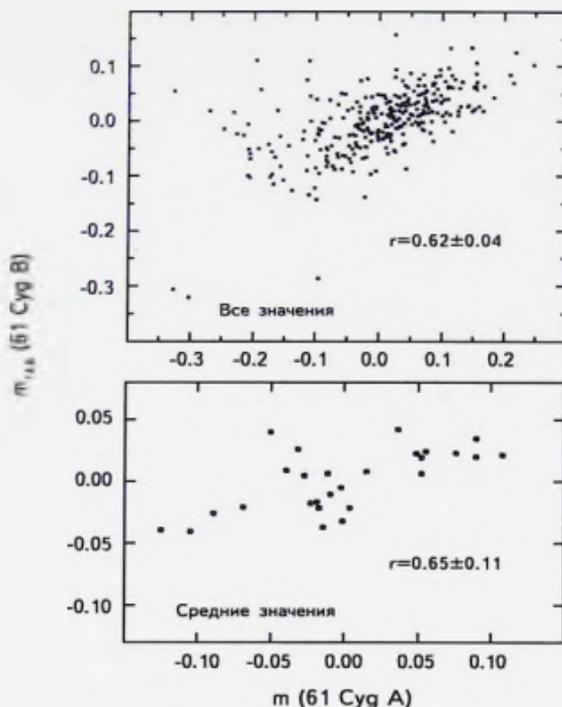


Рис.8. Корреляция изменений блеска 61 Cyg A и 61 Cyg B после вычета из ее кривой блеска короткопериодической синусоиды с  $P = 9$  лет. Из обеих кривых блеска предварительно был вычтен линейный тренд.

полученный с 1956 по 1982гг. на нормальном астрографе Пулковской обсерватории. Всего было произведено по 296 измерений блеска каждого из компонентов системы. Для анализа мы использовали как полные (длинные) ряды наблюдений, включающие все 296 измеренных величин, так и короткие ряды, содержащие только по 27 среднегодовых значений блеска. Первым шагом в исследовании фотометрической переменности было построение вековых трендов изменений блеска. Оказалось, что в течение 27 лет блеск главного компонента А в среднем постепенно ослабевал, в то время, как у второго компонента В – наоборот, усиливался.

После вычета линейных вековых трендов фотометрические ряды были исследованы на наличие периодичности изменений блеска с масштабом времени в несколько лет. Были независимо использованы два различных метода

периодограммного анализа: метод синусоидальной аппроксимации (метод I) и классический метод Скарла (метод II). Оба метода показали практически совпадающие результаты. Наиболее значимым обнаруженным периодом оказался период около 15 лет, наблюдающийся у обоих компонентов системы А и В. У компонента А величина периода, соответственно, по длинному и по короткому ряду составила 15.25 и 15.34 лет (метод I) и 15.29 и 15.26 лет (метод II). Те же величины для компонента В получились следующими: 14.82 и 14.36 лет (метод I) и 14.58 и 14.90 лет (метод II). В пределах точности определения величин, результат для обоих компонентов можно считать совпадающим. Высокая значимая корреляция ( $r > 0.6$ ) изменений блеска компонента А и компонента В (после вычета из кривой его блеска второй значимой гармоники переменности с  $P$  около 9 лет) свидетельствует о близости не только величины периода, но и фаз переменности. Поэтому, вероятнее всего, циклическая переменность с периодом около 15 лет у обоих компонентов имеет общую природу.

Вторым наиболее значимым периодом, обнаруженным только у компонента В, был период около 8.5–9 лет. По разным методам и при использовании, соответственно, длинного и короткого фотометрических рядов, были получены следующие оценки: 8.93 и 9.05 лет (метод I) и 8.56 и 8.52 лет (метод II). Эта величина находится в согласии с оценкой Вилсона [19]  $P = 9.1$  лет, полученной им при анализе хромосферной активности 61 Cyg В, и, по-видимому, соответствует собственному циклу активности объекта.

Оба метода показали присутствие менее значимого периода около 6 лет у компонента А. Эта величина в пределах точности определения соответствует  $P = 7.5 \pm 1.7$  лет, полученному ранее А.Хемпельманном для хромосферной и корональной активности. У компонента В был также зарегистрирован не очень значимый период около 4.1 лет. Его природа остается пока неизвестной, но, возможно, это – вторая гармоника основного периода.

Нами было сделано предположение, что большой разброс в оценках периодов наблюдаемой циклической активности компонентов системы и невысокая точность их определения могут быть связаны с их нестабильностью, возникающей как результат многокомпонентной природы физических явлений, происходящих у этих объектов.

Было также высказано предположение, что появление периода около 15 лет у обоих компонентов А и В может иметь инструментальные или астроклиматические причины.

Нам хотелось бы подчеркнуть, что результаты, полученные в нашем исследовании, было бы очень желательно дополнить анализом фотометрических рядов, полученных за последние годы на 26-дюймовом рефракторе Пулковской обсерватории.

Авторы выражают свою благодарность Программе фундаментальных исследований Президиума РАН П-28 "Космос: исследования фундаментальных

процессов и их взаимосвязей", оказавшей поддержку при выполнении этой работы.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
e-mail: natalia.shakht@yandex.ru dengorsh@mail.ru  
ГБУ ЦИОУТ Кировского района СПб

## STUDY OF BRIGHTNESS VARIABILITY OF THE VISUAL BINARY COMPONENTS 61 CYG A AND B ON THE BASE OF THE DATA OBTAINED WITH THE NORMAL ASTROGRAPH OF THE PULKOVO OBSERVATORY

E.V.POLYAKOV<sup>1</sup>, O.O.VASILKOVA<sup>2</sup>, D.L.GORSHANOV<sup>1</sup>,  
M.A.POGODIN<sup>1</sup>, N.A.SHAKHT<sup>1</sup>

We present results of the investigation of photometric variability of the components of the visual binary system 61 Cyg A and B. The observations were carried out with the normal astrograph of the Pulkovo observatory from 1956 to 1982 (296 measurements). A search for periodicity in brightness variations of both the components was performed using two separate methods: the method of sinusoidal approximation and the traditional method of Scargle. For comparison, the analysis was carrying out both for the whole photometric rows (296 values) as well as for the rows containing only 27 yearly-mean values. As a result, the period near 15 years has been confidently found for both the components A and B, and the period near 8.5-9 years is clearly seen in periodograms for the component B. This period is in accordance with  $P \approx 9.1$  years revealed in 1978 by Wilson for the chromospheric and coronal activity of the object. We have also found a less meaningful period near 6 years for the A component which is close within the accuracy to the period of chromospheric and coronal activity of  $7.5 \pm 1.7$  years revealed earlier by Hempelmann. One more less meaningful period of unknown origin near 4 years has been detected for the component B. It could be possibly the second harmonic of the main period. We assume that a low accuracy in period estimations can be connected with their non-stability as a result of a complex character of the observed variability. The period near 15 years detected for both the components A and B could be connected with instrumental or astroclimatic effects.

Key words: *stars: photometric variability - stars: periodicity search - stars: activity cycles - stars: 61 Cyg*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *F.W.Bessel*, *Astron. Nachr.*, **16**, 65, 1939.
2. *F.G.W.Struve*, *Stellarum duplicium et multiplicium mensurae*, Petropoli, 1837.
3. *O.Struve*, *Pulkovo Observations*, 9, 1878
4. *D.L.Gorshakov, N.A.Shakht, A.A.Kiselev*, *Astrophysics*, **49**, 386, 2006.
5. *N.A.Shakht, D.L.Gorshakov, O.O.Vasilkova*, *Astrophysics*, **60**, 507, 2017.
6. *N.A.Shakht, D.L.Gorshakov, O.O.Vasilkova*, 2018arXiv: 180204044S, 2018.
7. *K.A.Strand*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **55**(322), 29, 1943.
8. *A.N.Deich*, *Soviet Astronomy*, **21**, 1982, 1977.
9. *I.A.Crawford*, *Project Icarus: Astronomical Considerations Relating to the Choice of Target stars*, 2011arXiv:1106.0850v [astro-ph.GA], 2011.
10. *A.J.Weinberger, G.Brygen, G.M.Kennedy et al.*, *Target selection for the LBTI exozodi key science program*, 2015 arXiv:1501.01319v1 [astro-ph.EP], 2015.
11. *D.E.Backman, F.C.Gillette, F.J.Low*, *Advances in Space Research*, **6**, 43, 1986.
12. *M.J.Kuchner, M.E.Brown, C.D.Koresko*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **110**(753), 1336, 1998.
13. *R.Mullan-Gabet, E.Serabin, B.Mennesson et al.*, *Astrophys. J.*, **734**, 67, 2011.
14. *O.Absil, D.Defrere, Coude du Foresto V. et al.*, *Astrophys. J.*, **673**, 283, 2008.
15. *P.N.Kholopov, N.N.Samus, M.S.Frolov et al.*, *Combined General Catalogue of Variable Stars (I-III)*, 1998.
16. *A.Hempelmann, J.H.M.M.Schmitt, S.L.Baliunas et al.*, *Astron. Astrophys.*, **406**, L39, 2003.
17. *A.Hempelmann, J.Robrade, J.H.M.M.Schmitt et al.*, *Astron. Astrophys.*, **460**, 261, 2006.
18. *P.Frick, S.L.Baliunas, D.Galyagin et al.*, *Astrophys. J.*, **483**, 426, 1997.
19. *O.C.Wilson*, *Astrophys. J.*, **226**, 379, 1978.
20. *M.Gudel*, *Astron. Astrophys.*, **264**, L31, 1992.
21. *V.N.Frolov, E.G.Zhilinski, Yu.K.Ananjevaja et al.*, *Astron. Astrophys.*, **396**, 125, 2002.
22. *V.N.Frolov, Yu.K.Ananjevskaja, D.L.Gorshakov et al.*, *Astron. Lett.*, **36**, 338, 2010.
23. *W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling et al.*, *Numerical Recipes The Art of Scientific Computing (Second Edition)*. Section 13.8 (C), Cambridge University Press, 1992.
24. *M.Zechmeister, M.Kürster*, *Astron. Astrophys.*, **496**, 577, 2009.
25. *J.D.Alvarado-Gómez, G.A.J.Hussian, J.Grunhut et al.*, *Astron. Astrophys.*, **582**, A38, 2015.
26. *M.Schöller, M.A.Pogodin, J.A.Cahuasqui et al.*, *Astron. Astrophys.*, **592**, 50, 2016.
27. *M.A.Pogodin, S.E.Pavlovskij, N.A.Drake et al.*, *ASP Conf. Ser.*, **510**, 157, 2017.
28. *J.D.Scargle*, *Astrophys. J.*, **263**, 835, 1982.
29. *D.S.Black, J.D.Scargle*, *Astrophys. J.*, **263**, 854, 1982.

BVRI PHOTOMETRIC OBSERVATIONS AND STUDY  
OF THE NEWLY DISCOVERED W UMa TYPE  
ECLIPSING BINARY OF MULTIPLE SYSTEM  
ISWASP J093010.78+533859.5

A.A.HAROON<sup>1,2</sup>, A.ESSAM<sup>2</sup>, H.BASURAH<sup>1</sup>

Received 2 April 2018

Accepted 29 August 2018

New BVRI light curves of the W UMa type eclipsing binary of multiple system ISWASP J093010.78+533859.5 (GSC 0380-00759) have been constructed based on CCD observations obtained using 1.88 m reflector telescope of KAO, (Kottamia Astronomical Observatory), Egypt on March, 20<sup>th</sup> in 2013. New times of minima and new ephemeris have been determined from these light curves. Using the Binary Maker 3.0 (BM3) and PHOEBE program, the geometric and photometric element parameters of this system have been derived. Light curve analysis results indicate that J093010B is an overcontact binary with third body shared with  $0.056 \pm 0.006$  of its total luminosity. The filling factor of the system has been approximately equal 17%. According to all available eclipse timings, the preliminary rate of period change has been determined to be  $-6.35 \times 10^{-2}$  day/yr. The semi-major axis has been determined as  $1.6 \pm 0.1 R_{\odot}$ .

**Key words:** *binary stars: eclipsing binary: W UMa binary system*

1. *Introduction.* ISWASP J093010.78+533859.5 (hereafter J093010,  $\alpha_{2000} = 09^{\text{h}}30^{\text{m}}10^{\text{s}}.78$ ,  $\delta_{2000} = +53^{\circ}38'59''.578$ ) was discovered [1] as a new doubly eclipsing multiple system. The name of this object comes from the list of SuperWASP (Wide Angle Search for Planets) [2] archive. Koo et al. [3] and Lohr et al. [4] studied J093010 spectroscopically and photometrically to confirm that it consists of typical shapes of the contact (J093010B) and detached eclipsing binaries (J093010A), respectively. Koo et al. [3] succeeded to get radial velocity curve only for J093010A while Lohr et al. [4] got radial velocity curve for both J093010A and J093010B.

In the present work, we studied only J093010B, where the present observations carried out in one night as discussed in Section 2. New photometric minima and period change presented in Section 3, while light curve analysis described in Section 4. Determination of the absolute parameters and evolutionary state of the system are presented in Section 5. Summary and conclusion written in Section 6.

2. *Observations and data reduction.* Photometric observations of the eclipsing binary system J093010 have been obtained in B, V, R, and I (closely

match those of the standard Johnson system) wide pass-band filters through one night of March, 20<sup>th</sup> in 2013 using EEV CCD 42-40 camera with format 2048 x 2048 pixels with a scale 0".305 pix<sup>-1</sup> that was cooled by liquid nitrogen to -125 C° attached to the Newtonian focus of the 1.88 m reflector telescope of KAO, Egypt (see [5]).

Fig.1 presented chart for J093010, while the names of stars and their coordinates are listed in Table 1. We used C-Munipack<sup>1</sup> program to reduce and analysis the present observations in BVRI filters. Differential photometry was performed with respect to C1 and C2, as a comparison and check stars, respectively. All times were

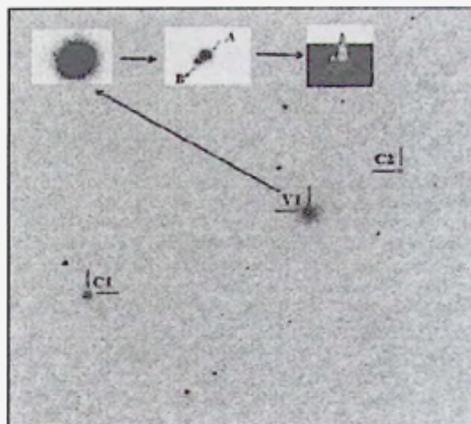


Fig.1. One of the V-band CCD images with size 10'.1 x 10'.1 for J093010 where V1, C1, and C2 refer to the variable, comparison, and check stars respectively, also zoom box to V1 shows that it is double star A and B.

Table 1

ID, COORDINATES, AND MAG. OF THE VARIABLE (V1),  
COMPARISON (C1), AND CHECK STARS (C2)

Star	ID	RA <sub>J2000</sub>	DE <sub>J2000</sub>	B	V	B - V
V1	1SWASPJ093010.78+533859.5	09 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> 10 <sup>s</sup> .77	+53°38'59".64	10.518	9.538	0.980
	UCAC4 719-049489					
C1	UCAC4 719-049496	09 30 43.19	+53 36 44.42	11.150	10.513	0.637
C2	UCAC4 719-049485	09 29 57.36	+53 40 08.60	13.270	12.710	0.560

<sup>1</sup> <http://c-munipack.sourceforge.net/>

transferred to Heliocentric Julian Date (HJD). The photometric reduction of the raw CCD images was performed according to the standard method as specified by the following formula:

$$\text{REDUCED} = [(\text{raw}) - (\text{master bias})] / (\text{master flat}). \quad (1)$$

3. *Photometric minima and orbital period variations.* New times of minima for J093010B (one primary and one secondary for each filter) and period were derived from the present photometry in Table 2. The period and moments of these minima were calculated using the software package AVE ([6]), that employs the method of [7].

Table 2

TIME OF MINIMUM AND PERIOD FOR J093010B

Filter	Minimum	Value (HJD)	Period (day)
B	I	2456372.447256(186)	0.222362(3)
	II	2456372.336091(149)	
V	I	2456372.447034(217)	0.222538(2)
	II	2456372.335486(129)	
R	I	2456372.447018(153)	0.222884(2)
	II	2456372.335778(120)	
I	I	2456372.446647(248)	0.223038(4)
	II	2456372.335270(209)	

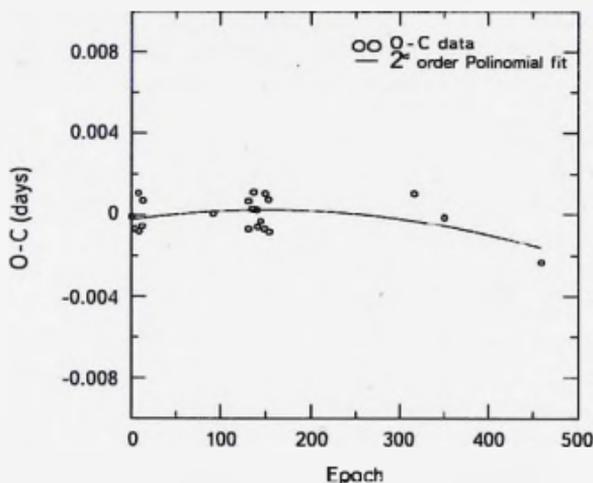


Fig.2. O-C diagram for J093010B.

Table 3

## O - C VALUES OF ECLIPSE TIMES FOR J093010B

Observed minima	Error	Min	Filter	E	O-C	Source
2456267.929	$\pm 0.00030$	I	BV	0	-9.000021-05	[3]
2456268.839	$\pm 0.00051$	I	BV	4	-0.000694	[3]
2456269.978	$\pm 0.00015$	I	BV	9	-0.0008015	[3]
2456270.889	$\pm 0.00017$	I	BV	13	-0.0005555	[3]
2456288.879	$\pm 0.00020$	I	BV	92	6.800011E-05	[3]
2456297.987	$\pm 0.00024$	I	BV	132	-0.000712	[3]
2456298.898	$\pm 0.00016$	I	BV	136	0.000254	[3]
2456300.036	$\pm 0.00016$	I	BV	141	-0.0006035	[3]
2456300.947	$\pm 0.00019$	I	BV	145	-0.0003275	[3]
2456301.858	$\pm 0.00030$	I	BV	149	-0.0007115	[3]
2456302.996	$\pm 0.00031$	I	BV	154	-0.000839061	[3]
2456347.856	$\pm 0.00018$	I	BV	351	-0.0001585	[3]
2456372.447	$\pm 0.00019$	I	BVRI	459	-0.002320501	This work
2456269.866	$\pm 0.00017$	II	BV	8.5	0.00108525	[3]
2456271.004	$\pm 0.00015$	II	BV	13.5	0.00072775	[3]
2456297.874	$\pm 0.00019$	II	BV	131.5	0.00069475	[3]
2456299.013	$\pm 0.00026$	II	BV	136.5	0.00111725	[3]
2456299.923	$\pm 0.00025$	II	BV	140.5	0.00024325	[3]
2456301.973	$\pm 0.00059$	II	BV	149.5	0.00103175	[3]
2456302.884	$\pm 0.00061$	II	BV	153.5	0.00075775	[3]
2456340.001	$\pm 0.00050$	II	BV	316.5	0.00102725	[3]

No significant difference (within error quoted) was found between the times of minima of each filter. This implies that it is not a function of colour. Hence, their weighted means can be used for phasing the nightly light curves and period behavior study.

To study the period variations of J093010B binary system, we collected 21 different times of minima from the present work and [3]. All 21 times of minima and O-C values are listed in Table 3. The O-C values were computed using the following ephemeris given by [3]:

$$\text{Min. I} = \text{HJD}2456267.92908(22) + 0.2277135(16)E. \quad (2)$$

The corresponding O-C curve is displayed in Fig.2 along with the epoch number E. This O-C diagram fitted with second order polynomial to give the following equation:

$$\text{O-C} = -0.0002198090937 + 5.999458615E - 0.06 \cdot E - 1.977792643 \cdot 10^{-8} \cdot E^2. \quad (3)$$

The quadratic term in Eq. (3) reveals a linear decrease at a rate of  $6.35 \times 10^{-5}$  day/yr (or 5.5 sec/yr).

4. *Light curve analysis.* The light curves of the system J093010B reflect the occurring of a total eclipsing event which enables us to estimate the degree of inclination and show a flat bottom at secondary minimum indicating that, the system belongs to A-subtype of the type W UMa type eclipsing binary stars.

Since the model construction based on a model trend similar to that of the light curve, the temperature of each star and the period are changeable parameters. From the light curve of each filter (see Fig.3) we found that the maximum I is brighter than maximum II, meant that some light variation was evident from one side of the system to the other. It's exhibit a typical O'Connell effect [8]. By adding a cool spot on the surface of the large component and hot spot in small one with nearly the same parameters of [3], we can treat this maximum difference.

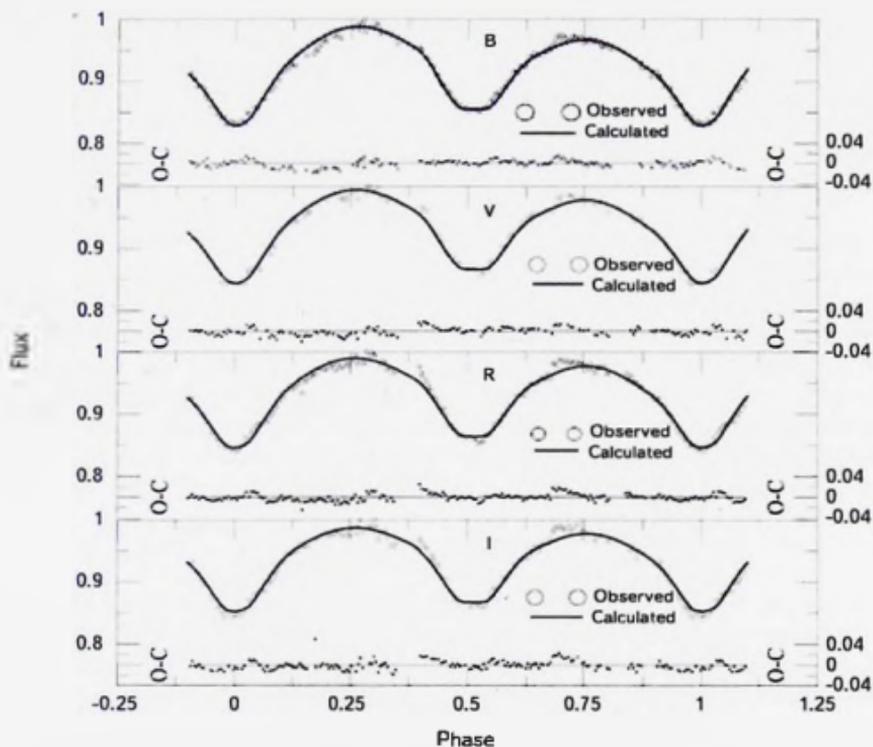


Fig. 3. The observed BVRI light curves for J093010B fitted with synthetic curves produced with spotted PHOEBE models and residuals (O-C) between observed (O) and synthetic (C).

Table 4

## LIGHT CURVE ANALYSIS WITH PHOEBE

Filters Parameters	B-filter/V-filter Koo et al. 2014	B-filter/V-filter/R-filter/I-filter Present work
$T_0$ (HJD2456000+)	267.929523(38)	372.447256(186)/372.447034(217)/372.447018(153)/ 372.446647(248)
Period (day)	0.22771581(25)	0.222362(3)/0.222538(2)/0.222884(2)/0.223038(4)
q	0.4680(50)	0.397
i	87.09(68)	87.234(364)/ 86.71(899)/87.381(978)/87.668(268)
$T_1$	4730(200)	4700
$T_2$	4790(200)	4700
$\Omega_1$	2.759(9)	2.622(10)/2.652(1)/2.637(1)/2.658(25)
$\Omega_2$	2.759	2.622/2.652/2.637/2.658
$\Omega_{in}$	2.814	2.637
$x_1$	1.039/0.689	0.848/0.80/0.724/0.628
$v_1$	-0.220/0.130	-0.088/0.052/0.123/0.170
$x_2$	1.005/0.661	0.848/0.80/0.724/0.628
$y_2$	-0.180/0.161	-0.088/0.052/0.123/0.170
$L_1$	0.607(6)/0.616(6)	0.632/0.627/0.625/0.625
$L_2$	0.341/0.339	0.314/0.317/0.319/0.320
$L_3$	0.052(7)/0.046(7)	0.055(8)/0.056(6)/0.056(6)/0.056(6)
$r_1$ (pole)	0.4294(18)	0.4386(20)/0.4386(30)/0.4386(20)/0.4386(15)
$r_1$ (side)	0.4589(24)	0.4694(27)/0.4694(39)/0.4694(26)/0.4694(23)
$r_1$ (back)	0.4905(34)	0.4990(35)/0.4989(50)/0.4990(34)/0.4989(17)
$r_1$ (volume)	0.4615(25)	0.4668
$r_2$ (pole)	0.3046(25)	0.2884(24)/0.2884(21)/0.28838(21)/0.2884(19)
$r_2$ (side)	0.3193(31)	0.3015(30)/0.3015(32)/0.3015(25)/0.3015(33)
$r_2$ (back)	0.3590(57)	0.3404(52)/0.3404(11)/0.3404(32)/0.3404(27)
$r_2$ (volume)	0.3297(35)	0.2994
Spot parameters:	primary secondary	primary secondary
Colatitude (deg)	89.5 90.7	90.00 91.7
Longitude (deg)	59.2 25.3	60.0 25.3
Radius (deg)	22.6 9.94	23.00 10.0
$T_{spot}/T_{eq}$	0.904 1.213	0.90 1.213
$\sum W.O - C)^2$	0.013	0.00668/0.0085/0.0096/0.0082

The observations presented in this paper were analyzed using Binary Maker 3. (BM3 hereafter), see for software description in [9], and PHOEBE software [10] Version 0.31a. PHOEBE is GUI software based on the Wilson-Devinney model [11]. The various parameters are then "tweaked" until the theoretical light curve perfectly matches the observed light curve.

The input parameters as gravity brightening coefficients were set at  $g_1 = g_2 = 0.32$  [12] and the bolometric albedos at  $A_1 = A_2 = 0.5$  [13], consistent with the expected convective atmosphere. It has been common practice when studying contact

binaries to assume the limb darkening coefficients are the same for both stars. A logarithmic limb darkening law was used with coefficients obtained (by interpolating) from the tables by [14]. [4] have confirmed J093010B as a double-lined spectroscopic binary and they measured radial velocities for the first time for it, allowing a more reliable determination of the effective temperature of its primary and its mass ratio. So, we adopted  $T_1 = T_2 = 4700$  K,  $q = 0.397$  from [4] as fixed parameters.

We applied Mode three (overcontact) with a synchronous rotation. Some parameters kept fixed (i.e.  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $q$ ,  $g$ ,  $A$ ,  $x$ ). Firstly, we tried to find a model solution without any spot (not shown here) which does not fit the observed light curves well, this may refer as mentioned earlier to the asymmetries in the observed light curves.

After modelling J093010B, we have obtained parameters for them which agree with those of [3] in some parameters, but the mass ratios coincide with and confirm the spectroscopic value of [4]. To get final solution and best fit for the observed light curve we applied cold spot on primary and hot spot in secondary to overcome the O'Connell effect. Table 4 summarizes the results of the light curve solutions by PHOEBE in comparison with [3]. Fig.3 shows the spotted calculated light curve model fitted to the observed light curves. Also, third body is supposed to get good matching between observed and calculated model.

It is confirmed from the present light curve solutions that J093010B is an overcontact binary with a mass ratio ( $q$ ) equal 0.397, and orbital inclination range from  $i = 86^\circ.716$  to  $87^\circ.464$ . a fill-out factor  $f = 17\%$  and a third light source of  $l_3 = 5.5\%$ . Here,  $f = (\Omega_{in} - \Omega) / (\Omega_{in} - \Omega_{out})$ , where the potentials  $\Omega_{in}$ , and  $\Omega_{out}$  define the inner and outer critical surfaces in Roche geometry and  $\Omega$  is the potential corresponding to the surface of the overcontact binary. Also,  $\Omega_1$  and  $\Omega_2$  are the surface potential of the primary and secondary star respectively, where  $\Omega_1 = \Omega_2$  when we analyze overcontact binary system. Fig.4 and 5 show the surface

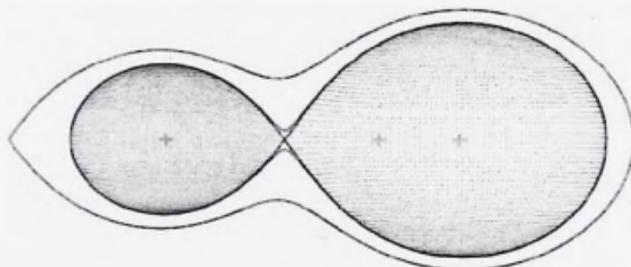


Fig.4. The surface outline of the system J093010B.

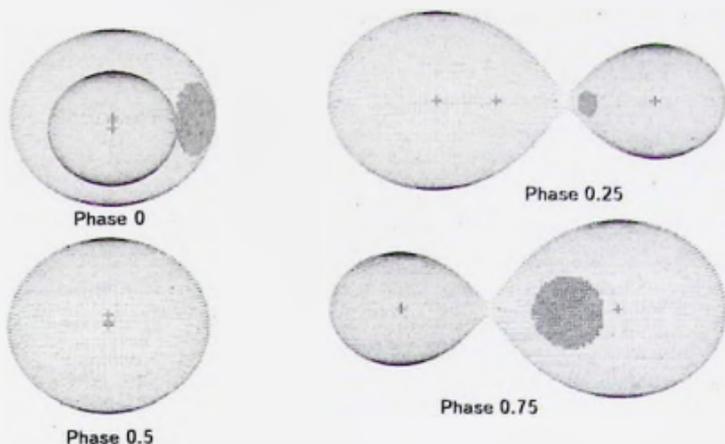


Fig.5. 3D model of the system J093010B at different phases (0, 0.25, 0.5 and 0.75)

outline and 3D model respectively for the system as output of BM3 through final solutions of PHOEBE in Table 4.

5. *Absolute parameters of the system and evolutionary state.* We got absolute parameters in good agreement with [4] and with slightly difference

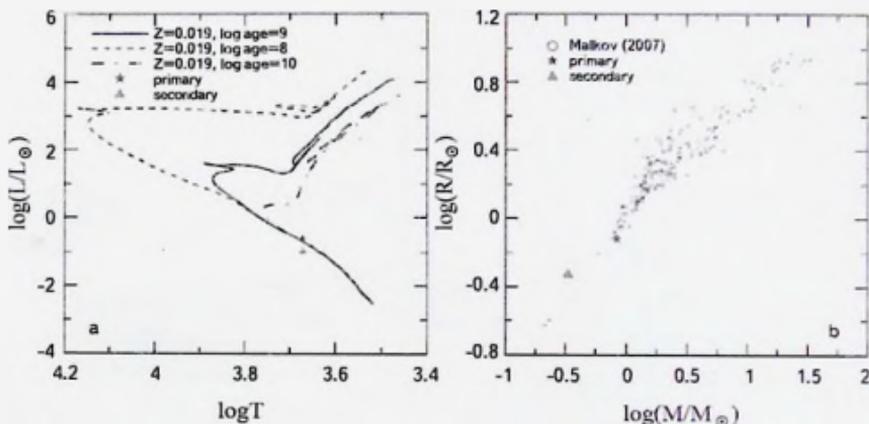


Fig.6. a) Positions of the components of J093010B in the HR ( $\log T$  versus  $\log(L/L_{\odot})$ ) diagram. Girardi et al. [15] for the solar chemical composition. b) Positions of the components of J093010B with respect to low-intermediate mass stars data of Malkov [16].

of [3] by using PHOEBE program with input parameters in Table 4 and assuming semi-major axis value is  $1.6 \pm 0.1 R_{\odot}$ . Table 5 presented our result in comparison with [3] and [4]. We estimated the distance of the system using the output absolute bolometric magnitudes of PHOEBE and equations 5, 6 in [4].

Table 5

## ABSOLUTE PARAMETERS FOR J093010B

Parameter	Koo et al. 2014		Lohr et al. 2015		Present work	
	primary	secondary	primary	secondary	primary	secondary
Mass ( $M_{\odot}$ )	0.738(60)	0.346(28)	0.86(2)	0.341(11)	0.838(45)	0.332(50)
Mean Radius $R_{*}$	0.743(25)	0.531(19)	0.79(4)	0.52(5)	0.762(15)	0.476(10)
$\log g$ (cgs)	4.564(46)	4.527(47)	4.58	4.53	4.597(29)	4.531(68)
$\rho$ (gm/cm <sup>3</sup> )	2.54(33)	3.26(44)	-	-	2.638(22)	3.47(35)
$L$ ( $L_{\odot}$ )	0.248(45)	0.133(24)	-	-	0.247(33)	0.112(15)
$M_{bol}$	+6.24(20)	+6.92(20)	6.20(5)	7.12(5)	+6.266(31)	+7.09(14)
$BC$ (mag)	-0.45(13)	-0.41(12)	-	-	-0.42(13)	-0.42(15)
$M_p$	+6.69(23)	+7.33(23)	-	-	+6.686(24)	+7.51(32)
Distance (pc)	77(9)		73(4)		71(6)	

In order to discuss the evolutionary status of the components of the system J093010B, Fig.6a, 6b presented the locations of the components on a luminosity versus temperature diagram from [15] for solar like star metallicity ( $Z = 0.019$ ) and on radius versus mass from data of [16] respectively. In Figure 6a, the more massive primary component seems to act as a normal main sequence star while the less massive secondary component is down to ZAMS which means it is underluminous. In Fig.6b, the primary and secondary coincide with data of low-intermediate mass stars of [16].

**6. Summary and conclusions.** New B, V, R, and I light curves are presented for the system J093010B in one night. New period and times of minima of the system (one primary and one secondary) have been derived from the present observations in each filter. The new linear and 2<sup>nd</sup> order ephemeris have been determined using the observed time of minimum in V filter and of [3]. From 2<sup>nd</sup> order ephemeris we determined the preliminary rate of period change as  $-6.35 \times 10^{-5}$  day/yr.

Our present solution is in good agreement with [4] and have difference in mass ratio  $q$  and period with those of [3]. We believe that our results for these parameters is more accurate than [3], because the present light curves have been constructed from one night and we depend on spectroscopic values determined by [4].

The solution reveals that the system J093010B is an overcontact binary system

by fill-out factor 17% and follows the spot model.

Depending on absolute parameters derived we studied the evolutionary state of the system which conclude the system agrees with data of low-intermediate mass stars of [16].

*Acknowledgements.* This work was funded by the Deanship of Scientific Research (DSR), King Abdulaziz University, Jeddah, under grant No. (130-096-D1434). The authors, therefore, acknowledge with thanks DSR technical and financial support.

<sup>1</sup> Astronomy Department, Faculty of Science, King Abdul Aziz University, Jeddah, KSA, e-mail: aaharoon@kau.edu.sa

<sup>2</sup> National Research Institute of Astronomy and Geophysics, Helwan, Cairo, Egypt

## ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ BVRI И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕДАВНО ОБНАРУЖЕННОЙ ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ ТИПА WUMa КРАТНОЙ СИСТЕМЫ 1SWASP J093010.78+533859.5

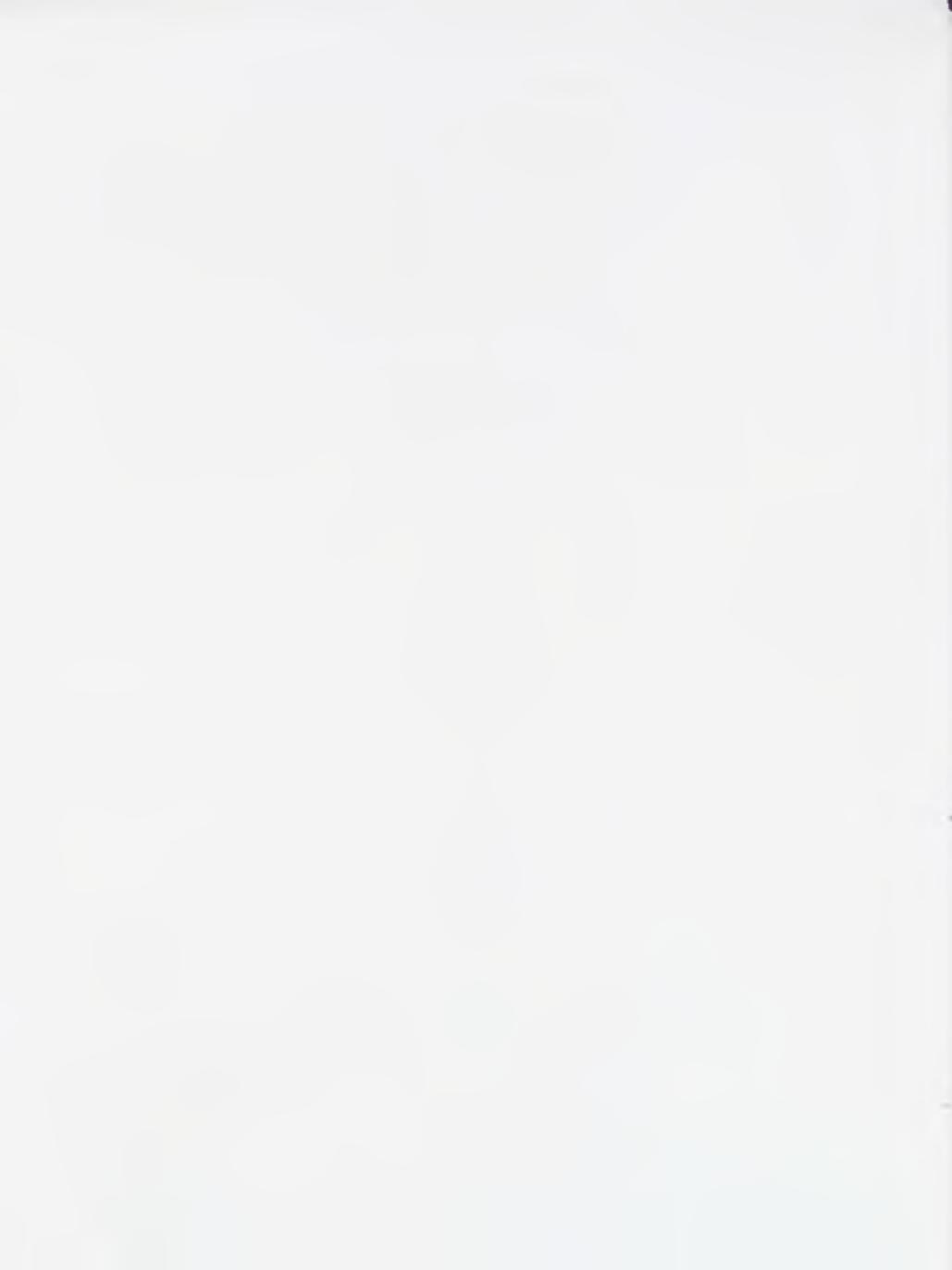
А.А.АРУН<sup>1,2</sup>, А.ЭСАМ<sup>2</sup>, Х.БАСУРА<sup>1</sup>

Были построены новые кривые блеска BVRI затменно-двойной звезды типа W UMa кратной системы 1SWASP J093010.78 + 533859.5 (GSC 0380-00759) на основе CCD наблюдений, полученных с использованием рефлекторного телескопа КАО (Kottamia Astronomical Observatory), 20 марта 2013г. На основе этих кривых блеска были определены новые времена минимумов и новые эфемериды. Используя программы Winplot Maker 3.0 (WM3) и PLOEBE, были получены геометрические и фотометрические параметры этой системы. Результаты анализа кривой блеска показывают, что J093010B является сверхконтактной двойной звездой с третьим телом, со светимостью  $0.056 \pm 0.006$  от полной светимости системы. Коэффициент заполнения системы примерно равен 17%. По всем доступным данным затмений, предварительная мера изменения периода была определена как  $-6.35 \times 10^{-5}$  день/год. Большая полуось была определена равной  $1.6 \pm 0.1 R_{\odot}$ .

Ключевые слова: двойные звезды; затменно-двойные; двойная система W UMa

## REFERENCES

1. *M.E.Lohr, A.J.Norton, U.C.Kolb et al.*, *Astron. Astrophys.*, **549**, A86, 2013.
2. *D.L.Pollacco, I.Skillen, A.C.Cameron et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **118**, 1407, 2006.
3. *J.Koo, J.W.Lee, B.Lee et al.*, *Astron. J.*, **147**, 104K, 2014.
4. *M.E.Lohr et al.*, *Astron. Astrophys.*, **578**, A103, 2015.
5. *Y.A.Azzam, G.B.Ali, F.Elnagahy et al.*, *Astrophys. Space Sci. Proceedings*, 175-187, 2010.
6. *R.Barbera*, AVE (Análisis de Variabilidad Estelar) Version 2.5, <http://astrogea.org/soft/ave/avcint.htm>, 1996.
7. *K.K.Kwee, H. Van Woerden*, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, **12**, 327, 1956.
8. *D.J.K.O'Connell*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **111**, 642, 1951.
9. *D.H.Bradstreet*, BINARY MAKER 3.0, Contact Software, 725 Stanbridge Street, Norristown, PA 19401-5505 USA. <http://www.binarymaker.com/>, 2005.
10. *A.Prsa, T.Zwitter*, *Astrophys. J.*, **628**, 426, 2005.
11. *R.E.Wilson, E.J.Devinney*, *Astrophys. J.*, **166**, 605, 1971.
12. *L.B.Lucy*, *Zeitschrift für Astrophysik*, **65**, 89, 1967.
13. *S.M.Rucinski*, *Acta Astron.*, **19**, 245, 1969.
14. *W. Van Hamme*, *Astron. J.*, **106**, 2096, 1993.
15. *L.Girardi, A.Bressan, G.Bretelli et al.*, *A&AS*, **141**, 37, 2000.
16. *O.Yu.Malkov*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **382**, 1073, 2007.



## О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТУМАННОСТЯХ WR

А.ЕГИКЯН

Поступила 8 ноября 2017

Принята к печати 29 августа 2018

На основе аналогии между туманностями WR, с одной стороны, и гелиосферой и расширяющимися остатками сверхновых, с другой, рассчитаны дифференциальные интенсивности энергетических протонов, ускоренных в условиях ударной волны до энергий 100 МэВ. Использовалась известная аналитическая теория ускорения в условиях квази-параллельной магнитогидродинамической ударной волны. Время ускорения и время диффузии энергетических частиц хорошо согласуются между собой и с характерным динамическим временем туманностей WR. Предложенная однопараметрическая формула для оценки интенсивности ускоренных частиц в условиях гелиосферы дает хорошее совпадение с данными Вояджер-1 при 1 МэВ, с точностью до коэффициента меньше 2. Оценка интенсивностей для условий туманностей WR дает на 4-6 порядков большее значение, чем среднее по диску Галактики. Относительно низкие температуры, наблюдаемые в рентгеновском диапазоне для возмущенных областей около ударной волны, возможно связаны с фактором эффективности ускорения частиц, как это уже давно используется при интерпретации аналогичных наблюдений остатков сверхновых. Полученные интенсивности энергетических протонов используются для оценки доз облучения углеродсодержащих сложных систем в пыли туманностей и свидетельствуют о возможной важной роли ускоренных частиц в радиационно-химических превращениях в туманностях WR.

**Ключевые слова:** туманности WR; энергетические частицы; ускорение протонов; пыль - H<sub>2</sub>, PAH, фуллериты; дозы облучения

1. **Введение.** Источником космических лучей в Галактике, по крайней мере вплоть до энергий  $10^{15}$  эВ, считаются остатки сверхновых, взаимодействующих с окружающим околозвездным веществом, где в условиях фронта ударной волны происходит ускорение ионов согласно диффузионному механизму ускорения на ударных волнах [1]. Частицы меньших энергий могут появляться во взаимодействующих ветрах двойных массивных звезд, причем ускорение может происходить до энергий порядка и более  $10^{12}$  эВ [2]. Следует отметить результаты большой группы авторов о возможностях ускорения частиц в условиях гелиосферы, движущейся относительно межзвездной среды, до энергий порядка нескольких ГэВ ([1] и ссылки там). Недавно было показано, что в условиях ударных волн, характерных для планетарных туманностей, возможно ускорение до  $10^9$  эВ [3]. В настоящей работе показано, что в туманностях WR также возможно ускорение протонов ветра от энергий кэВ до энергий  $10^9$  эВ.

Быстрый ветер от звезды WR при столкновении с более медленно движущимся окисьюазляющим веществом формирует структуру, похожую на гелиосферу – область взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой с внутренней и внешней ударными волнами [1]. Собственно туманность WR есть вещество преобладающего ветра, расширяющегося за фронтом внешней ударной волны на расстояниях 1-10 пк от звезды со скоростями ~50-100 км/с, с характерной динамической шкалой времени ~10<sup>5</sup> лет [4]. При характерных скоростях быстрого (>1000 км/с) и предельного медленного (<100 км/с) ветров WR ветер в области ударной волны должны формироваться структуры с температурой более 10<sup>7</sup> К [5]. Однако недавние рентгеновские наблюдения объектов WR 6 (S 308), WR 7 (NGC 2359), WR 18 (NGC 3199), WR 136 (NGC 6888), показали, что температуры излучающих областей падают в узком диапазоне 1-2 млн К [5]. Сами авторы наблюдений объясняют понижение температуры более чем на порядок элементарными процессами, связанными с теплопроводностью [5], хотя при такой интерпретации данных существует и наличие определенных проблем [6]. Возможно, проще связать понижение температуры эффективностью ускорения частиц, как это давно уже используется при интерпретации рентгеновских наблюдений остатков сверхновых [7], и недавно было применено для интерпретации аналогичных случаев в планетарных туманностях [3].

Прежде чем приступить к расчетам дифференциальных интенсивностей энергетических частиц при различных предположениях о группах сверхтепловых частиц, входящих в режим ускорения в условиях ударной волны, рассмотрим некоторые модели ускорения частиц в гелиосфере, которые пригодны для прямого использования в рассматриваемом случае WR туманностей (раздел 2). Затем применим их для расчета интенсивностей энергетических частиц в гелиосфере и в туманностях WR (разделы 2 и 3). Некоторые приложения полученных энергетических спектров обсуждаются в разделах 3 и 4, и заключение дано в разделе 5.

*2. Энергетические частицы от входящих в режим ускорения сверхтепловых ионов в области внутреннего ударного фронта гелиосферы.* Имеется большое количество аналитических и численных моделей, описывающих интенсивности энергетических частиц, ускоренных на фронте ударной волны и учитывающих множество особенностей процесса, таких как формирование спектра частиц, ориентации вектора магнитного поля по отношению к нормали к фронту, источники сверхтепловых частиц, испытывающих ускорение по диффузионному механизму и преобразующихся в аномальную компоненту космических лучей (АКЛ). Эти теории предсказывают разумные значения интенсивностей частиц, согласующихся с прямыми наблюдениями зондов Вояджер 1 и 2 [8]. Поэтому ниже будут представлены

результаты одной такой аналитической теории, описывающей спектр частиц в условиях параллельной ударной волны в гелиосфере [9], и далее использованной для условий WR туманностей. В условиях гелиосферы речь идет о случае, когда протоны солнечного ветра отражаются от фронта квазипараллельной магнитогиродинамической ударной волны вверх по течению и захватываются в виде группы сверхтепловых частиц, вступающих в режим диффузионного ускорения [9,10]. Здесь может возникнуть вопрос о подобии условий ударных волн гелиосферы и туманностей WR, в то время как о геометрии магнитных полей последних ничего не известно. Мы ограничимся здесь, как и в [3], ссылками работ [11,12], где показано, что проявления квазипараллельной конфигурации ударной волны в гелиосфере весьма вероятны и существенны.

Таким образом, в случае плоского фронта, для условий квазипараллельной ударной волны, для дифференциальной интенсивности ускоренных частиц имеем (в единицах частиц  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ ) [10]:

$$\Phi_0(E) = \frac{1}{4\pi} \frac{\epsilon_1 n_1 v_{01}}{\Lambda(s)} \frac{1}{2E_0} \left( \frac{E}{E_0} \right)^{(3-q)/2}, \quad (1)$$

где  $v_{01} = \sqrt{2E_0/m} = 2U_1$  - скорость инжекции при скорости течения солнечного ветра  $U_1 = 400 \text{ км/с}$ . Далее,  $n_1$  - концентрация протонов ветра в области ударной волны гелиосферы ( $n_1 = 0.0005 \text{ см}^{-3}$ ),  $\epsilon_1 \cong 0.03$  - доля отраженных от фронта протонов, инжектированных в процесс диффузионного механизма ускорения на ударных волнах, с результатом в виде АКЛ. В действительности, как уже отмечалось, эта доля зависит от углов наклона магнитного поля и была определена в статье [13] (см. ниже, об альтернативном значении  $\epsilon_1$ , определенном в [3]). Остальные величины в (1) это функции  $\Lambda(s) = \frac{s-1}{3} \left( \frac{4s-1}{3s} - 1 \right)$  и  $q = 3s/(s-1)$  со степенью сжатия ударной волны  $s = U_1/U_2$  [9].

Ускорение частицы от значения импульса  $p_0$  до  $p_{\text{max}}$  происходит за характерное время [1]

$$\Delta t_{\text{acc}}(p_0, p_{\text{max}}) = \frac{3}{U_1 - U_2} \int_{p_0}^{p_{\text{max}}} \left( \frac{\kappa_1}{U_1} + \frac{\kappa_2}{U_2} \right) \frac{dp}{p}, \quad (2)$$

которое для энергий  $E \leq 1 \text{ ГэВ}$  может быть записано в виде [9]

$$\Delta t_{\text{acc}}(p_0, p_{\text{max}}) = \frac{3\kappa_0 v_{01}/c}{U_1 U_2} \frac{s+1}{s-1} (x_{\text{max}} - 1). \quad (3)$$

Здесь коэффициент диффузии  $\kappa$  равен

$$\kappa = \kappa_0 \frac{v_{01}}{c} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\alpha}, \quad (4)$$

где  $n=1$  для протонов с  $E \leq 1$  ГэВ и в условиях гелиосферы  $\kappa_0 = 10^{21} - 10^{22}$  см<sup>2</sup>/с (см. [9] и ссылки там). Также,  $x_{\text{max}} = \rho_{\text{max}}/\rho_0$  и  $x_0 = 1$  являются верхним и нижним пределами интегрирования в ур. (2). Эффективность инжекции для перехода в режим ускорения, как известно, сильно зависит от числа затравочных частиц, отраженных от барьера в ударной волне вверх по течению и переходящих в режим диффузионного ускорения. В [14] рассчитана доля этих частиц (с приростом энергии примерно в 30 раз по сравнению с первоначальной), и используя функцию распределения смеси протонов ветра с нагруженными вверх по течению сверхтепловыми протонами, найдено, что примерно 2% всех протонов входит в режим ускорения, трансформируясь в АКЛ.

Здесь опять возникает вопрос об аналогии между ударными волнами гелиосферы и туманности, в частности, можно ли ожидать наличия нагруженных частиц в области ударных волн WR туманностей как в гелиосфере? Ответ положительный, если вспомнить что ветры WR звезд, а также звезд на предшествующей стадии, сильно неоднородны, включающие в себя сгущения плотности [15], которые могут служить источником затравочной инжекции нагруженных частиц. Следует напомнить также, что в [16] было показано, что в реальности затравочная инжекция нагруженных частиц не необходима, так как ее может заменить процесс диффузии по энергии из-за взаимодействия волна-частица (процесс Ферми-2), снова приводящий к случаю с затравочной инжекцией.

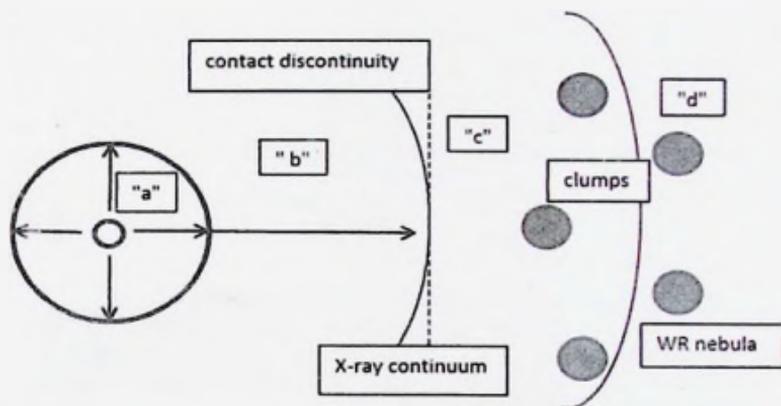


Рис. 1. Схематическая картина взаимодействия быстрого звездного ветра с окружающей средой согласно [3-7] (не в масштабе): "а" - невозмущенный быстрый звездный ветер; "б" - горячая полость, сформированная возмущенным звездным ветром у внутренней ударной волны; "с" - область внешней ударной волны; "д" - область WR туманности.

Далее, из-за более интенсивного и быстрого звездного ветра, и как следствие, более высокой плотности и, возможно, более развитой турбулентности в туманностях WR по сравнению с межзвездной средой вокруг гелиосферы (рис. 1), условия в этих объектах разнятся, что должно сказаться на значениях коэффициента диффузии.

Действительно, согласно интерпретации гамма-источников от остатков сверхновых, взаимодействующих с близкими молекулярными облаками, коэффициенты диффузии частиц в диапазоне энергий ГэВ-ТэВ и выше, порядка  $10^{26}(E/10\text{ГэВ})^{\delta}\text{см}^2/\text{с}$ ,  $\delta = 0.5$  [17]. Очевидно, что для частиц меньших энергий, порядка МэВ, значения коэффициента диффузии должны быть меньше, поэтому принимая приведенную оценку в качестве верхнего предела, получим оценку верхнего предела времени ускорения, согласно (3). Результаты для различных значений энергий, для условий WR туманностей приведены в табл. 1. Там же приведены соответствующие времена диффузии согласно оценке  $\Delta\tau_{diff} = L^2/4\kappa$ : дело в том, что по очевидной причине время ускорения не может превышать время диффузии в области ускорения с характерным размером  $L$  [2] ( $L = r_s = 3 \cdot 10^{18}$  см).

Таблица 1

**ВРЕМЯ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ  $\Delta\tau_{acc}$  ДО УКАЗАННЫХ МАКСИМАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЭНЕРГИЙ, И ХАРАКТЕРНОЕ ВРЕМЯ ДИФФУЗИИ  $\Delta\tau_{diff}$  ДЛЯ УСЛОВИЙ WR ТУМАННОСТЕЙ (см. текст)**

Энергия	1 МэВ		10 МэВ		100 МэВ	
	$\Delta\tau_{acc}$ , лет	$\Delta\tau_{diff}$ , лет	$\Delta\tau_{acc}$ , лет	$\Delta\tau_{diff}$ , лет	$\Delta\tau_{acc}$ , лет	$\Delta\tau_{diff}$ , лет
$s = 2.31$	11	71298	36	22546	113	7130
$s = 3.0$	164	71298	517	22546	1636	7130
$s = 3.9$	860	71298	2719	22546	8600	7130

Несмотря на грубость использованной оценки, оно дает представление о порядке значения  $\Delta\tau_{diff}$ .

Из таблицы видно, что время ускорения во всех случаях меньше времени диффузии за исключением высокоэнергичных частиц около 100 МэВ при  $s = 3.9$ . Однако уже при  $E = 50$  МэВ опять время ускорения меньше времени диффузии для всех  $s$ . С точки зрения влияния на окружающую среду это обстоятельство не имеет особого значения из-за крутизны спектра. Например, при радиационно-химических расчетах, как будет видно в дальнейшем, доминирует часть спектра, самое большое, в диапазоне 1-50 МэВ. Наконец, следует опять подчеркнуть, что в табл. 1 приведены верхние пределы времени

ускорения, связанных с используемыми верхними пределами времени диффузии: при меньших коэффициентах диффузии время ускорения уменьшается, а время диффузии растет. Более точные оценки времени диффузии (равно как и коэффициента диффузии) требуют самосогласованных расчетов с использованием данных о спектре магнитогиродинамической турбулентности, относительных флуктуаций магнитного поля  $\delta B/B$ , и т.д., что выходит за рамки данной статьи.

Согласно работе [10] максимально достижимое значение импульса оценивается по формуле ( $n=1$ ):

$$\frac{p_{\max}}{p_0} = \frac{c}{v_{02}} \sqrt{q-4} \left[ \frac{12}{3(1-s^2)} \frac{q-2}{3} \right], \quad (5)$$

или  $p_{\max} \approx 9p_0$ ,  $119p_0$  и  $564p_0$  соответственно для  $s=2.31$ ,  $3.0$  и  $3.9$ . Тогда, как и следовало ожидать,  $E_{\max} \approx 947$ ,  $1877$  и  $7785$  МэВ для тех же  $s$ . Здесь следует различать  $v_{01} \approx 2U_1$  - значение скорости первоначальной инжекции от  $v_{02} \approx \sqrt{2E_{02}/m}$  - значения при старте процесса ускорения, причем, как уже указывалось,  $E_{02} = 30E_{01}$ . Напомним также, что  $U_1$  равно  $400$  км/с и  $1500$  км/с для солнечного ветра, и для быстрого ветра WR звезды, соответственно. Тогда для времени ускорения протонов до указанных значений энергий, в условиях WR туманностей, получаются значения, указанные в табл.1. Из этих данных следует, что за время, меньшее динамического времени туманностей WR ( $\sim 10^4$  лет), часть спектра энергетических частиц в диапазоне энергий  $E \leq 100$  МэВ вполне успеет сформироваться (с учетом вышеназванной оговорки насчет точного значения коэффициента диффузии). Следует подчеркнуть, что с расширением туманности, т.е. с увеличением ее внутреннего радиуса, ее способность производить энергетические частицы уменьшается, что следует из (1), и что особенно заметно, если ее переписать в форме [18]:

$$\eta \frac{1}{4\pi} \frac{M_* V_f^2}{4\pi r^2} = \int_{E_1}^{E_2} J_E(E) dE, \quad (6)$$

где  $M_*$  - скорость потери массы звездой WR (г/с),  $V_f$  - скорость ветра (см/с),  $J_E(E)$  - дифференциальная интенсивность ускоренных частиц ( $\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ ) и  $\eta$  - доля кинетической энергии ветра, затраченной на ускорение протонов ударной волной в диапазоне энергий  $E_1 \leq E \leq E_2$ .

Кстати, по общепринятой теории происхождения космических галактических лучей в расширяющихся оболочках сверхновых, обычно  $\eta = 0.1-0.3$ , но согласно более поздним численным расчетам в сравнении с наблюдениями, возможны и большие значения,  $\eta = 0.5$  [7].

На рис.2 функция  $\Phi_0(E)$ , зависящая от разных значений  $s$ , показана для

двух значений  $\epsilon_1$  в гелиосфере, 0.03 и 0.0001. Следует отметить, что согласно гелиосферным наблюдениям,  $s_{\text{обс}} = 2.5$  [19].

Интересно сравнить оценку (6) по солнечному ветру с измерениями зонда "Вояджер 1" [8] (см. рис.2.). Полагая

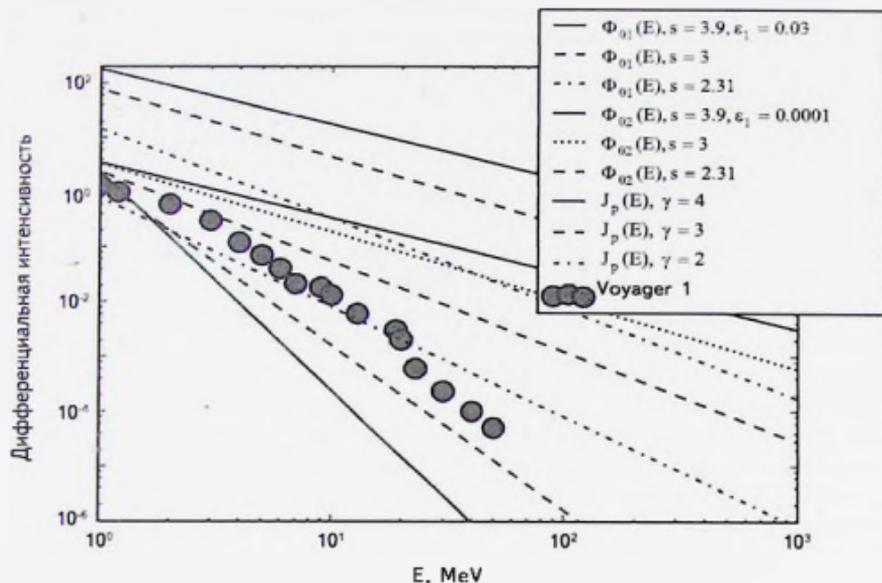


Рис.2. Дифференциальные интенсивности при разных параметрах эффективности инжекции [10], и согласно (7), на 100 а.е. от Солнца (см. текст), в единицах частиц  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ . Данные измерений Вояджер-1 также показаны в [8].

$$J_E(E) = J_E(E_1) \left( \frac{E_1}{E} \right)^\gamma, \quad J_p(E) = \frac{J_p(E)}{E_1}, \quad (7)$$

где  $E_1 = 1$  МэВ,  $\gamma = 2-4$ , для дифференциальной интенсивности частиц при  $E = E_1 = 1$  МэВ (в единицах частиц  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ ) имеем [3,18]:

$$J_p(E_1) = \frac{J_E(E_1)}{E_1} = \frac{\gamma - 1}{E_1^2} \eta \frac{1}{4\pi} \frac{M_p V^2}{4\pi r_1^2}, \quad (8)$$

При  $M_p = 2 \cdot 10^{-14} M_\odot / \text{год}$ ,  $V = 400$  км/с,  $r_1 = 100$  а.е.,  $\gamma = 0.1$  и  $\gamma = 2, 3, 4$ , получим, соответственно  $J_p(E_1) \cong 0.8, 1.6, 2.4$  частиц  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ , что с точностью до множителя 2 совпадает с результатом измерений Вояджер-1, а именно, в тех же единицах,  $\approx 1.4$  [8,20]. В тех же единицах  $\Phi_{02} = 2.4$ , при

$s=2.31$ , если выбрать  $v_1 = 0.0001$ . Подчеркнем еще раз, что феноменологическая оценка (7) дает такую же точность (в пределах множителя меньше 2), если выбрать  $\eta=0.1$ . Сравнения функций (1) и оценки (7) даны на рис.2 и 3.

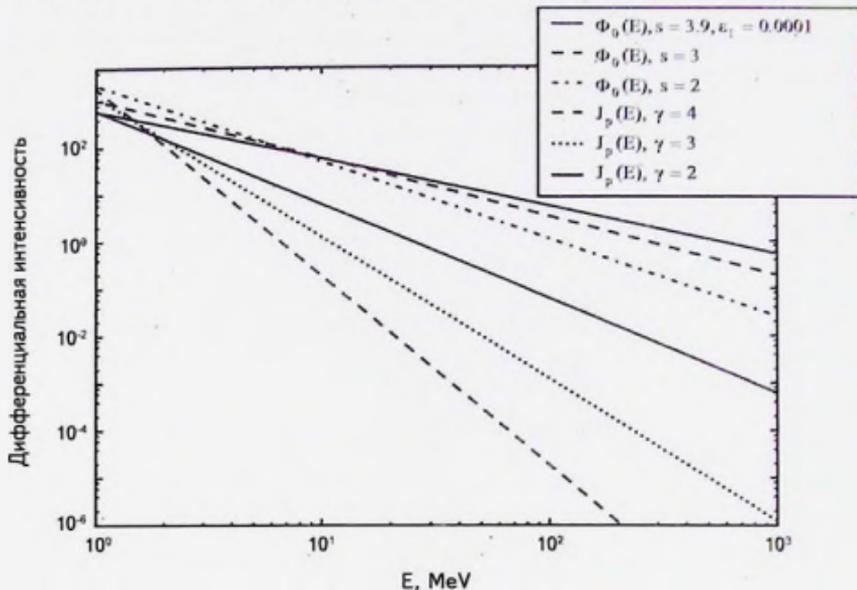


Рис.3. Дифференциальные интенсивности согласно [10], и согласно (7) при  $\eta=0.1$  для условий туманностей WR ( $\dot{M}_r = 10^{-5} M/\text{год}$ ,  $V_r = 1500$  км/с,  $r_i = 3 \cdot 10^{18}$  см) в единицах частиц  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$ .

**3. Интенсивности ускоренных частиц в условиях туманностей WR.** Перейдем теперь к расчету дифференциальной интенсивности энергетических протонов в условиях туманностей WR (см., рис.3). При  $\dot{M}_r = 10^{-5} M/\text{год}$ ,  $V_r = 1500$  км/с,  $r_i = 3 \cdot 10^{18}$  см,  $\eta=0.1$ , уравнения (7), (8) дают значения, приведенные на рис.3, в сравнении с уравнением (1) из [10], где концентрация быстрого ветра у ударной волны определена отношением  $n_1 = \dot{M}_r / (4\pi r_i^2 V_r m_p)$ .

Следует подчеркнуть, что среднее галактическое значение  $J_p(E=1 \text{ МэВ}) = 2 \cdot 10^{-4}$  частиц  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$  [20], т.е. на внутренней границе туманности ( $1+10$  пк) интенсивность энергетических частиц ( $1000 \div 10$ , частиц  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$  соответственно) более чем на несколько порядков, ( $7+5$ ) превышает среднегалактическое. Это не удивительно, так как даже гелиосфера, образованная намного более слабым ветром, тем не менее вызывает появление аналогичных

ускоренных частиц на 4 порядка большей интенсивности, чем среднегалактическое [20].

Таким образом, туманности WR могут быть очень мощным локальным источником энергетических частиц (не очень высоких энергий), и было бы интересно исследовать их возможные наблюдательные проявления в самой туманности.

Вначале должна быть рассмотрена причина относительно низкой температуры плазмы за ударной волной, излучающей в рентгеновском диапазоне. Согласно обычным оценкам, течение со скоростью порядка 1500 км/с, сталкиваясь с практически неподвижным (относительно течения) веществом, должно вызвать значение температуры за ударной волной более чем  $10^7$  К, тогда как рентгеновские наблюдения WR туманностей посредством телескопов XMM и Chandra показывают узкий диапазон значений  $1-2 \cdot 10^6$  К для диффузных источников ([5] и ссылки там).

Теоретическая постшоковая температура  $T_{shock} = (3/16)(\mu/k)V_s^2$  (где  $\mu = 0.6$  и 1.2 для полностью ионизованного, с присутствием и дефицитом водорода вещества, соответственно) более чем на порядок превышает наблюдаемую плазменную температуру  $T_x$  [5]. Авторы наблюдений связывают такое понижение температуры с влиянием электронной теплопроводности. Интересно, что то же самое явление имеет место и в случае планетарных туманностей ([21,22] и ссылки там), причем для объяснения обсуждается тот же механизм теплопроводности, и, иногда, привлекаются так называемые нагруженные ионы, поступающие от сгущений вещества, с которым соударяется быстрый ветер: прежде чем покинуть область, излучающую рентгеновское излучение, эти ионы термализуются, понижая температуру [6]. Тем не менее, однозначного решения этой "проблемы низкой температуры" нет [6]. Понятно, что решение такого рода задач должно основываться на самосогласованном рассмотрении баланса энергии по всем каналам подвода и расхода, что выходит за рамки данной статьи. Поэтому, не отвергая, в принципе, другие, в том числе вышеперечисленные возможности, напомним, что аналогичная проблема по интерпретации рентгеновских наблюдений остатков сверхновых решается в рамках так называемой теории "диффузного ускорения модифицированной ударной волной" ([23] и ссылки там). Согласно этой теории, тепловая плазма за ударной волной нагревается до температуры, достаточной для излучения в рентгеновском диапазоне, и в то же время ударная волна сама по себе ускоряет заряженные частицы среды известным диффузионным механизмом и изменяет термодинамическое состояние среды: чем эффективнее ускорение, тем ниже температура в области ударной волны [7,23]. При эффективном ускорении вышеприведенное соотношение между скоростью быстрого течения и установившейся температурой уже неприменимо и должно быть согласовано

с условиями модифицированной ударной волны [7,23]. Имеется много наблюдательных данных молодых остатков сверхновых, иллюстрирующих это явление и подтверждающих связь между эффективным ускорением протонов и наблюдаемыми пониженными значениями  $T_x$  [7,23]. Таким образом, не малая доля кинетической энергии расширения оболочки, затрачиваемая на ускорение частиц, в то же время непосредственно влияет на рентгеновское излучение области вокруг ударной волны. Можно провести аналогию между расширяющейся оболочкой сверхновой в межзвездной среде (или в среде вещества от предыдущего звездного ветра) и быстрым звездным ветром WR, сталкивающейся с веществом от предыдущего медленного ветра. Тогда пониженные температуры  $T_x$  области взаимодействия ветров, излучающей в рентгеновском диапазоне, также можно объяснить потерей энергии на эффективное ускорение протонов, приводящее к понижению температуры в области взаимодействия. Строго говоря, указанная (аналитическая) теория диффузного ускорения модифицированной ударной волной ([7,23] и ссылки там) разработана для строго релятивистских частиц, и количественные критерии перехода в режим модификации в случае туманностей WR и для диапазона энергий 1 - 100 МэВ, вообще говоря, плохо известны, и требуется отдельное рассмотрение возможности модификации, что выходит за рамки данной работы (смотри, однако, ниже). Поэтому, здесь следует ограничиться качественной констатацией факта, что пониженные температуры  $T_x$  туманностей WR возможно свидетельствуют об эффективном ускорении ударной волной, как, например, в случае остатков сверхновых.

Другой аспект проблемы температуры за ударной волной в случае туманностей WR заключается, в зависимости от ситуации, в различном поведении электронов и ионов в области ударной волны, возможно также влияющих на температуру. Тогда средние энергии электронов в области за ударной волной в гелиосфере порядка 1 кэВ [24,25], т.е. в аналогичных условиях ударной волны в WR туманностях (в свою очередь, аналогичных соответствующим ударным волнам планетарных туманностей) для температуры электронов и протонов имеет место [3,24,25]:

$$T_p < T_e \leq \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} T_p = 43 T_p \quad (9)$$

Режим модификации ударной волны, как это описано в работе [26], достаточно сложным образом зависит от определяющих параметров процесса ускорения, в частности, от таких параметров, как импульс инжектируемых частиц, пропорциональный  $\lambda$ , и степень инжектируемых частиц  $\eta$ .  $\lambda$  определяется весьма сложными процессами,  $\lambda > 1$ , а при  $\eta \geq \eta_c$ , где

$$\eta_0 = \left( \frac{u_0}{c} \right) \left[ \frac{2\sqrt{50}}{3} \lambda \left( \frac{p_{max}}{mc} \right)^{3/4} \right]^2, \quad (10)$$

ударная волна является сильно молифицированной (здесь  $u_0 = V$ ). Критическое значение скорости ударной волны  $u_0^*$ , соответствующей переходу в режим модификации, определяется через формулу

$$u_0^* = \frac{2\sqrt{50}}{3} \eta \lambda \left( \frac{p_{max}}{mc} \right)^{1/4} c, \quad (11)$$

и равно (при  $\lambda > 1$  и для  $p_{max}/mc = 1.39$ ,  $E_{max} = 900$  MeV) скорости  $u_0^* = 1500$  км/с, независимо от величины  $\lambda$ . Степень инжекции частиц при этом равна  $\eta_0 = 9.78 \cdot 10^{-6} / \lambda$ . Подчеркнем, что наибольший интерес с точки зрения источников энергии для химических реакций представляют частицы с энергиями 1-10 МэВ, так как даже при минимальных показателях степени ( $\gamma \approx 2.3$ ) все-таки крутизна спектра достаточно заметная, и в интегралах, описывающих, например, долю поглощенной энергии, частицы с энергиями больше 10-20 МэВ вклада практически не вносят. Поэтому формулы, описывающие энергетические спектры, носят всего лишь иллюстративный характер, и при пользовании ими всегда следует помнить об оговорках, с которыми они были получены, особенно в случае релятивистских частиц.

Выше мы получили значение критической скорости перехода ударной волны в режим модификации, порядка 1500 км/с, при этом, например, наблюдаемые значения терминальных скоростей для более половины выборки WR звезд больше 1500 км/с (из 50 наблюдаемых WR звезд, только 19 имеют скорости истечения меньше 1500 км/с, в то время как 31 - больше, достигая значений более 2000 км/с) [27]. То есть примерно для менее половины WR звезд ударные волны, вызванные их звездными ветрами, не являются модифицированными, и поэтому, эффективно не могут ускорять частицы, и обусловленное ими давление не может быть причиной относительно низкой температуры за фронтом. В то же время для большей половины наблюдаемых WR звезд положения вышеизложенной теории вполне применимы. Отметим еще раз, что в данной статье нас в первую очередь интересует распределение частиц по энергиям в непосредственной окрестности (10-20 МэВ) от нижней границы спектра порядка 1 МэВ.

4. *Облучение пыли в туманностях WR энергетическими частицами.* Из-за полученных высоких значений потоков энергетических частиц в туманностях WR интересно оценить дозы облучения некоторых веществ в этих туманностях. Имеем для потока ускоренных частиц выражения (7), (8), в диапазоне энергий 1-100 МэВ, важном в облучении веществ, равно

как и в ионизации молекулярного водорода. Предполагая  $M_J = 10^{-3} M_{\odot}/\text{год}$ ,  $V_p = 1500 \text{ км/с}$ , для дифференциальной интенсивности энергетических протонов при  $E_i = 1 \text{ МэВ}$  можно написать для двух значений внутреннего радиуса  $r = 1 - 10 \text{ пк}$ :

$$J_p(E_i) = 10.0 - 10^3 \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ}} \quad (12)$$

Таким образом, при стандартных значениях параметров WR туманностей, полученные оценки интенсивности на внутренней границе туманности на 5-7 порядков больше среднегалактического ([20], рис.2):

$$J_p(E_i) = 1.0 \cdot 10^{-4} \frac{\text{частиц}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{МэВ}} \quad (13)$$

Далее, поскольку поток энергетических протонов, скорость ионизации  $\zeta$  и сечение ионизации молекулярного водорода протонами  $\sigma$  связаны простым соотношением  $F(E)dE = \zeta/\sigma$ ,  $F(E) = 4\pi J_p(E)$  [28], ясно, что скорость ионизации в условиях WR туманностей  $\zeta(\text{WR})$  также будет больше среднего значения в межзвездной среде  $\zeta(\text{GCR})$ :  $\zeta(\text{WR}) = 10^5 - 10^7 \zeta(\text{GCR})$ . По сути, что такого рода оценки имеют смысл тогда, когда WR туманность сама содержит молекулярный газ или достаточно близка к какому-нибудь молекулярному облаку, как например, WR 7 (NGC 2359) [29]. В частности, для этой туманности, столбчатая плотность порядка  $10^{20} \text{ см}^{-2}$  (ibid), откуда следует, что протоны с энергиями 1 МэВ и больше, практически не потеряют энергию на этом пути [30,31], а поток уменьшится из-за расхождения по закону  $r^{-2}$  [20]. Влияние магнитного поля (при его наличии) может быть двояким. С одной стороны, протоны могут отражаться от магнитных неоднородностей, и, в зависимости от напряженности и геометрии магнитного поля (1-10  $\mu\text{Г}$ ), поток может уменьшиться на 1-2 порядка ([31] и ссылки там). С другой стороны, нетепловые протоны относительно малых энергий, возможно, могут ускоряться до значений 1-10 МэВ при наличии магнито-гидродинамической турбулентности с определенным спектром (процесс Ферми-2) [32,33]. Таким образом, в данном случае, фактический поток частиц на внешней границе туманности может снизиться, самое большее, на 2-3 порядка до величины  $J_p(E = 1 \text{ МэВ}) = 0.1 - 10 \text{ частиц см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ МэВ}^{-1}$ .

Известно, что во многих WR туманностях наблюдается пыль, происхождение которой обсуждается в [34]. возможно пыль образуется в условиях сталкивающихся ветров массивных пар [35].

Можно рассчитать дозу облучения пыли  $D_p$  энергетическими протонами в туманностях WR за время  $t$  посредством простого соотношения ([30,31] и ссылки там):

$$n \cdot M(n) \frac{D_p}{dt} = \int F(E) S(E) dE, \quad D_p = \frac{D_p}{dt} t, \quad (14)$$

где  $F(E) = 4\pi J_p(E)$  и  $S(E) = -dE/dx$  - потери энергии частицей при прохождении пути  $dx$  (в единицах кэВ/μ) в пылинке с концентрацией  $n$  и молекулярным весом  $M(n)$  (соответственно, поглощенное пылинкой количество энергии  $dE$  будет положительным).  $S(E)$  в диапазоне энергий 1-100 МэВ легко рассчитать по формуле Бете-Блоха, например, с помощью компьютерной программы SRIM [36], в частности,  $S(E = 1 \text{ МэВ}) = 52 \text{ кэВ/μ}$  для графита с плотностью  $2.26 \text{ г/см}^3$  ( $1.13 \cdot 10^{23} \text{ атом/см}^3$ ) и  $S(E = 10 \text{ МэВ}) = 9.3 \text{ кэВ/μ}$ , а  $S(E = 50 \text{ МэВ}) = 2.5 \text{ кэВ/μ}$ . Для гидрогенизованного аморфного углерода (hydrogenated amorphous carbon, a:C-H) с плотностью до  $2.4 \text{ г/см}^3$  [37] потери энергии примерно в 1.06 раза больше,  $S(E = 1 \text{ МэВ}) = 55 \text{ кэВ/μ}$ . Далее, выбирая наименее крутой тип спектра,  $F(E) = F(E = E_1 = 1 \text{ МэВ}) \cdot (E/E_1)^{-2}$  получим  $D_p = 1.5 - 150 \text{ эВ/а.е.м.}$  для значений внутренней границы WR туманности  $r_i = 10$  и  $1 \text{ пк}$ , соответственно, и для характерного промежутка времени 100000 лет. При дефиците водорода в звездном ветре, т.е. при преобладании гелия, полученную цифру следует умножить на 10, так как потери энергии  $\alpha$ -частиц на порядок больше [37], и дозы составят 15-1500 эВ/а.е.м.

В некоторых случаях вместе с пылью наблюдаются также характерные эмиссионные линии РАН [38]. Существует точка зрения, что дальнейшее УФ облучение РАН с последующей дегидрогенизацией может привести даже к образованию фуллеренов [39-41], которые наблюдаются в разных (но радиационно-подобных WR) объектах, например, в планетарных туманностях [40]. Поэтому оценим также дозу облучения для таких систем (НАС, фуллеренов) в условиях WR туманностей, поскольку, как правило, в радиационно-химических превращениях сложных соединений электромагнитное и корпускулярное облучения эквивалентны, и этот факт обязательно следует учитывать [28]. С точки зрения облучения фуллеренов интересны лабораторные данные об устойчивости  $C_{60}$  и  $C_{70}$ : олигомеризация молекулярных кристаллов с доминантным содержанием  $C_{60}$  (фуллерит, плотность  $1.7 \text{ г/см}^3$ ) начинается с доз облучения ( $\gamma$ -лучами или  $\alpha$ -частицами) порядка  $2.6 \text{ MGy} = 2.6 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г} = 20 \text{ эВ/а.е.м.}$ , тогда как для аморфизации необходима примерно в 100 раз большая доза  $250 \text{ MGy}$  ( $2000 \text{ эВ/а.е.м}$ ) [42]. Итак, доза облучения фуллерита в туманностях WR (на внутренней границе) сравнима с дозой для графита (1.5-150 эВ/а.е.м. за 100000 лет), а для НАС она несколько больше. Дозы декомпозиции НАС и дефрагментации РАН, очевидно, меньше лабораторных значений доз аморфизации фуллерена и сравнимы с реальными значениями доз, полученных в туманностях WR, на внутренней границе которых, как уже отмечалось, могут ожидать дозы в диапазоне значений 1.5-150 эВ/а.е.м. (15-1500 эВ/а.е.м. в случае дефицита

водорода). Таким образом, в туманностях могут образоваться не только пыль, но и РАН (которые наблюдаются в некоторых случаях), и даже фуллерены, проявления которых стоит поискать в наблюдаемых спектрах. Детальный анализ описанных явлений на основе кинетики процессов выходит за рамки данной статьи и будет дан в дальнейшем.

**5. Заключение.** В данной статье рассчитаны дифференциальные интенсивности протонов, ускоренных до энергий 1-100 МэВ в условиях ударной волны на внутренней границе туманностей WR. Расчеты произведены посредством формул аналитической теории ускорения в условиях параллельной магнитогидродинамической ударной волны [10] и соотношения (6) о связи доли кинетической энергии звездного ветра с энергией ускоренных частиц в диапазоне 1-100 МэВ. Интересно отметить, что в условиях гелиосферы обе оценки совпадают с измерениями зонда Вояджер-1 (при  $E = 1$  МэВ, [8]) с точностью до коэффициента меньше 2, при параметре эффективности инжекции  $\epsilon_1 = 0.0001$  и доле кинетической энергии солнечного ветра, преобразованной в энергию ускоренных частиц,  $\eta = 0.1$ , использованных, соответственно, в (1) и (7). Из-за крутизны спектра (показатель  $\gamma$  в (7) больше 2) основной вклад в дозу облучения вносят частицы с энергиями 1-10 МэВ, а вклад более энергичных частиц мал. Рентгеновские наблюдения туманностей WR показывают температуры в окрестностях ударной волны порядка  $1 - 2 \cdot 10^6$  К, что более чем на порядок меньше ожидаемой от течения со скоростью 1500 км/с. В литературе уже обсуждалось, что, возможно, этот факт связан с модификацией ударной волны, приводящей к более эффективному ускорению частиц, и, соответственно, к понижению температуры за фронтом ударной волны в случае остатков сверхновых [7,23] и взаимодействующих звездных ветров планетарных туманностей [3]. Однако режим модификации, весьма сложный, реализуется только при скоростях более 1500 км/с, что верно не для всех WR туманностей, и для них вопрос остается открытым. Потоки ускоренных частиц у внутренней границы туманности более чем на 4 порядка превышают среднегалактическое значение при 1 МэВ. Это может привести к интересным выводам при оценке последствий облучения пыли частицами. Важные примеры относятся к облучению систем типа графита и/или НАС и РАН, с возможной декомпозицией и дефрагментацией, а также фуллерита, причем расчетные дозы оказались одного порядка с лабораторными, вызывающими важные радиационно-химические превращения. В заключение подчеркнем что повышенные потоки энергетических частиц обязательно должны быть учтены при физико-химическом моделировании WR туманностей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Государственного комитета по науке МОН РА в рамках научного проекта № 15T-1C081 и

фронта Александра фон Гумбольдта (Alexander von Humboldt), Германия. Автор благодарен Г.Фару (H.Fahr) и институту им. Аржеландера (Argelander) при университете Бонна за гостеприимство сотрудников и неоднократные обсуждения. Автор благодарен рецензенту за стимулирующую критику, которая способствовала улучшению изложения вопроса о модификации ударной волны.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна  
Армения. e-mail: ayatayeg@gmail.com

## ON THE POSSIBILITY OF PARTICLE ACCELERATION CAUSED BY SHOCKS IN WR NEBULAE

A.YEGHIKYAN

Based on the analogy between the WR nebulae on the one hand, and the heliosphere and the expanding supernova remnants, on the other hand, the differential intensities of the energetic protons accelerated under shock wave conditions to energies of 100 MeV are calculated. The well-known analytical theory of acceleration under conditions of a quasi-parallel magnetohydrodynamic shock wave is used. The acceleration time and the diffusion time of the energetic particles are in good agreement with each other and with the characteristic dynamic time of the WR nebulae. The proposed one-parameter formula for estimating the intensity of accelerated particles under conditions of the heliosphere gives a good agreement with the Voyager-1 data at 1 MeV, to within a factor of less than 2. The estimate of intensities for the conditions of the WR nebulae is 4-6 orders of magnitude greater than the mean galactic disk one. The relatively low temperatures observed in the X-ray range for perturbed regions near the shock wave are possibly associated with the particle acceleration efficiency factor, as has long been used in interpreting similar observations of supernova remnants. The obtained intensities of energetic protons are used to estimate the doses of irradiation of carbon-containing complex systems in the dust of nebulae and indicate the possible important role of accelerated particles in radiation-chemical transformations in WR nebulae.

**Key words:** *WR nebulae; energetic particles; acceleration of protons; dust-IAC, PAH, fullerenes; doses of irradiation*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L. Drury*, Rep. Prog. Phys., **46**, 973, 1983.
2. *A. Reimer, M. Pohl, O. Reimer*, Astrophys. J., **644**, 1118, 2006.
3. *A. Yeghikyan, H. Fahr*, Astron. Astrophys. submitted, 2017.
4. *A. Moffat*, in: Wolf-Rayet Star, W.-R. Hamann, A. Sander, H. Todt, eds. Potsdam, Univ.-Verlag, 13, 2015.
5. *J. Toala, A. Marston, M. Guerrero et al.*, Astrophys. J., **846**, 76, 2017.
6. *N. Soker, R. Rahin, E. Behar et al.*, Astrophys. J., **725**, 1910, 2010.
7. *D. Ellison, A. Decourchelle, J. Ballet*, Astron. Astrophys., **429**, 569, 2005.
8. *E. Stone, A. Cummings, F. McDonald et al.*, Science, **309**, 2017, 2005.
9. *H. Fahr, D. Verscharen*, Astron. Astrophys., **487**, L21, 2008.
10. *H. Fahr, D. Verscharen*, Astrophys. Space Sci. Trans., **6**, 1, 2009.
11. *H. Fahr, K. Scherer, M. Potgieter et al.*, Astron. Astrophys., **486**, L1, 2008.
12. *K. Scherer, H. Fahr*, Astron. Astrophys., **495**, 631, 2009.
13. *D. Verscharen, H. Fahr*, Astrophys. Space Sci. Trans., **4**, 51, 2008.
14. *S. Chalov, H. Fahr*, Solar Phys., **168**, 369, 1996.
15. *N. Smith*, ARAA, **52**, 1, 2014.
16. *A. Dworsky, H. Fahr*, Astron. Astrophys., **353**, L1, 2000.
17. *F. Aharonian, A. Atoyan*, Astron. Astrophys., **309**, 917, 1996.
18. *А. Егикян*, Астрофизика, **60**, 405, 2017, (Astrophysics, **60**, 374, 2017).
19. *J. Richardson, J. Kasper, C. Wang et al.*, Nature, **454**, 7200, 63, 2008.
20. *K. Scherer, H. Fichtner, S. Ferreira et al.*, Astrophys. J., **680**, L105, 2008.
21. *M. Steffen, D. Schönberner, A. Warnuth*, Astron. Astrophys., **489**, 173, 2008.
22. *J. Toala, S. Artur*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **463**, 4438, 2016.
23. *A. Decourchelle*, Mem. S.A.It., **79**, 44, 2008.
24. *H. Fahr, J. Richardson, D. Verscharen*, Astron. Astrophys., **579**, A18, 2015.
25. *H. Fahr, D. Verscharen*, Astron. Astrophys., **587**, L1, 2016.
26. *E. Berezhko, D. Ellison*, Astrophys. J., **526**, 385, 1999.
27. *A. Niedzielski, W. Skorzynski*, Acta Astronomica, **52**, 81, 2002.
28. *P. Jenniskens, G. Baratta, A. Kouchi et al.*, Astron. Astrophys., **273**, 583, 1993.
29. *J. Kizzo, J. Martin-Pintado, J. Mangum*, Astron. Astrophys., **366**, 146, 2001.
30. *А. Егикян*, Астрофизика, **54**, 103, 2011, (Astrophysics, **54**, 87, 2011).
31. *A. Yeghikyan*, ISRN Astron. Astrophys., **2011**, id.905015, 2011.
32. *C. Cesarsky, H. Völk*, Astron. Astrophys., **70**, 367, 1978.
33. *Y. Shchekinov*, Astron. Pap., **49**, 269, 2005.
34. *T. Hendrix, R. Keppens, A. van Marle et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **460**, 3975, 2016.
35. *J. Monnier, P. Tuthill, W. Danchi et al.*, Astrophys. J., **655**, 1033, 2007.
36. *J. Ziegler, J. Biersack, U. Littmark*, The Stopping and Range of Ions in Solids. Pergamon Press, NY, 2003.
37. *C. Cosiraghi, A. Ferrari, J. Robertson*, Phys. Rev. B, **72**, 085401, 2005.

38. *S.Marchenko, A.Moffat*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **468**, 2416, 2017.
39. *A.Scott, W.Duley, G.Pinho*, Astrophys. J., **489**, L193, 1997.
40. *M.Otsuka, F.Kemper, J.Cami et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **437**, 2577, 2014.
41. *J.Zhen, P.Castellanos, D.Paardekooper et al.*, Astrophys. J., **797**, L30, 2014.
42. *F.Cataldo, G.Strazzulla, S.Iglesias-Groth*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **394**, 615, 2009.



LOW FREQUENCY TYPE II RADIO BURSTS FROM  
CMEs RELATED SOLAR FLARESN. MITTAL<sup>1,3</sup>, V.K. VERMA<sup>2</sup>

Received 11 May 2018

Accepted 29 August 2018

We have analyzed 20 DII type II radio bursts associated with CMEs/solar flares focusing on low frequency type II bursts observed during time interval 1997-2015. Total 505 type II radio bursts observed during the period, out of which only 20 type II radio bursts are associated with CMEs and solar flares and were observed at frequency  $\sim 1$  MHz. The time durations of 20 type II burst are ranging between 5 min to 2020 min. On investigation of 17 type II bursts associated CMEs, solar flares and coronal holes we have also found that 12 type II burst associated CMEs were observed when there were coronal holes (CHs) and solar flares within  $10^\circ$  and 3 type II burst associated CMEs were observed when there were CHs and solar flares within  $20^\circ$ , respectively. The each low frequency DII type II radio bursts and other solar events observed along with DII type II bursts are analyzed to understand the origin of low frequency type II radio bursts from the Sun in view of a recent scenario of solar heliophysics.

**Key words:** *Sun: solar flares: coronal mass ejections: type II radio burst*

1. **Introduction.** Coronal mass ejections (CMEs) are an eruption of magnetized plasma from the Sun into the interplanetary medium and they are among the main Heliospheric disturbances [1,2]. CMEs drive shocks through the heliosphere, which accelerate electrons; leading to radio emission in the ambient medium. When the difference between CMEs speed and the solar wind speed exceeds the Alfvén speed, CME supposes to be producing an interplanetary shock. The type II solar radio bursts and their properties in association with CMEs have been studied by solar physicist for more than a half century [3-13]. Coronal mass ejections (CMEs) associated with type radio II bursts are more energetic on the average and there is a hierarchical relationship between CME kinetic energy and the wavelength range of type II radio bursts [14-17]. The average speed of CMEs associated with type II burst confined to metric wavelengths is 610 km/s, only about 30% higher than the average speed ( $\sim 470$  km/s) of all CMEs. On the other hand, type II bursts with emission in the metric to kilometric wavelengths (the so-called m-km type II bursts) are associated with CMEs with higher average speed is 1490 km/s, which is  $\sim 3$  times the average speed of all CMEs. CMEs associated with decameter-hectometric (DH) type II bursts have intermediate speed: 1115 km/s. CME-driven shocks accelerate both ions and electrons. The statistical studies have confirmed the close association

between CMEs and driven shocks responsible for the origin of the type II radio burst [18,19]. There are some observations that contradict the above picture. It was recognized by Sheeley et al. [20] that some fast CMEs observed during the period 1979-1982 were not associated with metric type II bursts. These CMEs had speed up to 1600 km/s with a median value of  $\sim 455$  km/s. When CMEs move faster than the characteristic speed of the ambient medium (say, the Alfvén speed), they drive fast-mode MHD shocks, which in turn accelerate electrons to produce the type II bursts. In this scheme, the radio-quietness (i.e. the lack of type II bursts in the metric and DH wavelengths) can be explained as being due to either the fast CMEs don't attain super-Alfvénic speeds, or the CME-driven shocks are unable to excite type II emission [20]. Gopalswamy et al. [21] found that about a third of CMEs faster than 900 km/s were not associated with DH type II bursts observed by the WAVES experiment [22] on board the Wind spacecraft. Aguilar-Rodríguez et al. [23] studied the spectral properties of interplanetary type II radio bursts from 1997 up to 2003 for 109 events in the low frequency domain, 216 events in the high frequency domain and 73 events that spanned both domains and found a difference in the average bandwidth-to-frequency ratio.

Shanmugaraju et al. [24] studied the properties of type IIs with various starting frequencies from January 1998 to December 2000 for the events observed by Culgoora radio spectrograph and found that the type IIs with high starting frequencies have larger drift rate, relative drift rate, and shock speed than the type IIs with low starting frequencies. Gopalswamy et al. [25] found the presence of metric type II radio bursts some 17 min before the GLE onset indicates shock formation well before the particle release. Gopalswamy et al. [26] shows that when the CME speed exceeds 1000 km/s and the type II bursts propagate to frequencies below 1 MHz the probability of observing a shock at 1 AU increases rapidly above 60%.

In the present study, we propose to investigate the low frequency  $\sim 1$  MHz DH Type II radio burst observed by WIND/WAVES instrument and associated CMEs observed by LASCO/SOHO satellite during the interval period of 1997 to 2015. The 20 low frequency type II radio burst associated CME events observed are analyzed to understand the properties of low frequency (LF) at 1 MHz at the higher solar corona. We also discuss the results obtained in the present investigations in view of the latest scenario of heliophysics phenomena.

**2. Observational data and analysis.** In the present study, we have studied the low frequency DH type II radio burst events having a frequency  $\sim 1$  MHz. List of DH type II radio bursts with information on the associated CMEs observed during time interval of 1997-2015 is available online at the CDAW Data Center [27] ([https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/radio/waves\\_type2.html](https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html)) is compiled by Gopalswamy and team and this list shows that during time interval 1997-

2015 a total number of 505 type II radio bursts were recorded, but out of these only 20 type II radio bursts were recorded in a low frequency region of 1 MHz. WIND/WAVES data is online available at ([http://lep694.gsfc.nasa.gov/waves/data\\_products.html](http://lep694.gsfc.nasa.gov/waves/data_products.html)). The type-II burst starting frequency indicates the height at which shocks are being formed from the eruption [28]. The starting frequency of type II bursts vary between 14 and 1 MHz, where 14 MHz is the upper cutoff frequency of the WAVES instrument. The starting frequency of events at 14 MHz implies that they cover the whole range of the WAVES instrument and some of them may be a continuation of metric type II bursts. Since we are studying the events having a low starting frequency  $\sim 1$  MHz, so there were only 20 type II radio bursts recorded in the low frequency region of  $\sim 1$  MHz. Other events have been left out because they did not fit in our study criterion. In Table 1 we have shown various details of all LF type II radio bursts and associated solar flares, CMEs and CIIIs. As clear from Table 1 three LF type II bursts were associated with back side solar disc event.

In Fig.1 we plotted a histogram between ending frequency of type II radio bursts and numbers of type II radio bursts. Fig.1 clearly shows that the 75% of LF-type II radio bursts has ending frequency  $< 0.2$  MHz frequency. The type-II burst, ending frequency indicates the energy of CMEs [28,29], that is, with more kinetic energy of the associated CMEs, the shock can travel to larger distance in the interplanetary medium. From Fig.1 it is clear that mean ending frequency of low type II radio burst is 0.24 MHz, while median ending frequency is 0.2 MHz with standard

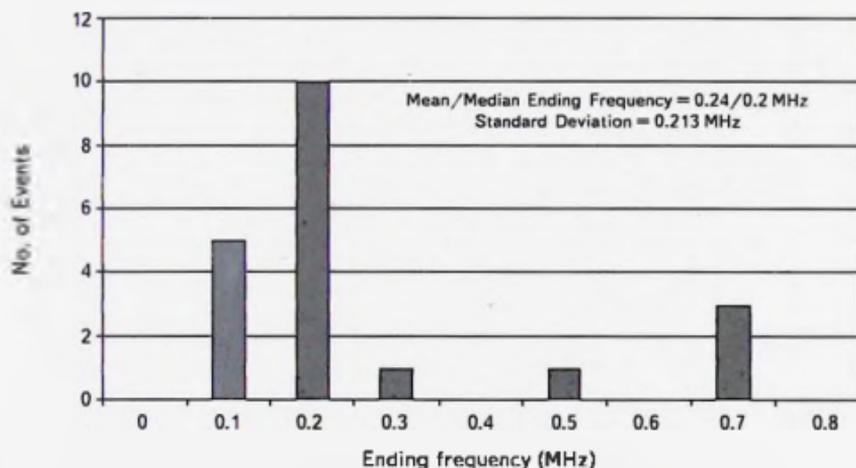


Fig.1. Distribution of number of DH type II radio burst events having a frequency ( $< 1$  MHz) versus ending frequency (MHz).

LIST OF LOW FREQUENCY TYPE II RADIO BURSTS AND ASSOCIATED FLARES, CMEs AND CHs INFORMATION'S

Start Date	Time	End Date	Time	Start Freq.	End Freq.	Location	Class	CH Distance from flare (deg)	Start Date	Time	Linear Speed (km/s)	Initial Speed (km/s)	Accel. ( $m/s^2$ )	Angular Width (degree)	Drift Vel.
Low Frequency Type II Radio Burst						Flare			CMEs Data						
4/18/2001	2:55	18-Apr	14:00	1000	100	SW90b	C2.2	20	18-Apr	2:30	2465	2495	-9.5	360	15.24
10/1/2001	7:00	1-Oct	18:30	1000	150	S24W81	M9.1	10	1-Oct	5:30	1405	854	97.8	360	13.17
7/9/2002	19:46	9-Jul	20:40	1000	650				9-Jul	19:31	1076			360	45.43
8/14/2002	2:20	14-Aug	0:00	1000	30	N09W54	M2.3	10	14-Aug	2:30	1309	1447	-28.5	133	9.08
5/28/2003	1:00	29-May	0:30	1000	200	S06W23	X3.6	10	28-May	0:50	1366	1207	25.9*	360	5.77
5/31/2003	3:00	31-May	8:00	1000	150	S07W65	M9.3	20	31-May	2:30	1835	1846	-2.4*	360	30.29
7/25/2004	15:00	26-Jul	22:25	1000	28	N08W33	M1.1	10	25-Jul	14:54	1333	1302	7	360	6.29
7/29/2004	13:20	30-Jul	20:30	1000	50	N00W90	C2.1	10	29-Jul	12:06	1180			360	6.04
7/31/2004	7:10	31-Jul	11:30	1000	200	N05W89	C8.4	10	31-Jul	5:54	1192			>19*	31.30
7/24/2005	22:35	24-Jul	22:40	1000	700				24-Jul	22:30	1234	1421	-58.5*	360	406.14
7/27/2005	5:20	27-Jul	6:45	1000	450	N11E90	M3.7	50	27-Jul	4:54	1787	1979	-75.4	360	52.74
9/13/2005	20:20	15-Sep	6:00	1100	35	S09E10	X1.5	10	13-Sep	20:00	1866	1820	11.5	360	5.72
4/30/2006	16:20	2-May	1:00	1000	200	S09E08	C1.8	20	30-Apr	9:54	544	533	4.6*	360	4.15
12/6/2006	2:00	6-Dec	3:30	1000	200	S07E69	M1.1	10							90.41
2/24/2011	12:50	24-Feb	15:10	1000	700	N15E87	M3.5	10	24-Feb	7:48	1186	1326	-22.4	158	14.51
10/22/2012	1:50	22-Oct	11:15	1000	200	S30W26	C3.4	10	22-Oct	0:48	304	441	3.2	200	14.40
1/16/2013	22:00	17-Jan	1:30	1000	200	S33W64	C2.2	10	16-Jan	19:00	648	706	-4.9	250	38.75
8/1/2014	18:58	2-Aug	5:00	1000	150	S10E11	M1.5	10	1-Aug	18:36	789	923	-15.2	360	15.10
3/11/2015	10:30	11-Mar	14:50	1000	250	S15E23	M2.6	30	11-Mar	8:24	530	620	-8.3	93	27.97
7/1/2015	16:08	1-Jul	20:47	1000	150				1-Jul	14:36	1435	1546	-19.8	360	32.57

deviation in all events of 0.213 MHz.

Out of 20 LF type II radio bursts the location of 03 radio bursts are not known thus after excluding 03 events, we are left with 17 type II radio bursts whose locations are known. The spatial location of 17 type II radio burst associated CMEs related solar flares on solar disk is shown in Fig.2. In Fig 2 we have plotted solar disk locations of type II radio burst associated CMEs related solar flares on the x axis as an east ( $-90^{\circ}$  to  $0^{\circ}$ ) to west ( $0^{\circ}$  to  $90^{\circ}$ ) longitude in degree and on the y axis as a south ( $-90^{\circ}$  to  $0^{\circ}$ ) - north ( $0^{\circ}$  to  $90^{\circ}$ ) latitude in degree. The duration all 20 type II radio bursts are known, but durations of 17 types II radio bursts are plotted along with their location in Fig.2. The location and duration of 17 type II radio burst associated CMEs related solar flares in Fig.2 are shown by hollow circle and the relative sizes of hollow circle represent the duration of the type II radio burst. The smaller sizes of hollow circles represent small duration type II radio burst while bigger sizes of hollow circles represent large duration Type II radio burst. It is clear from Fig.2 that the source locations of  $\sim 95\%$  type II radio burst associated CMEs related solar flares occur within  $\pm 30^{\circ}$  solar latitude, while the longitudinal distribution of events is evenly distributed on solar disk due to solar rotation.

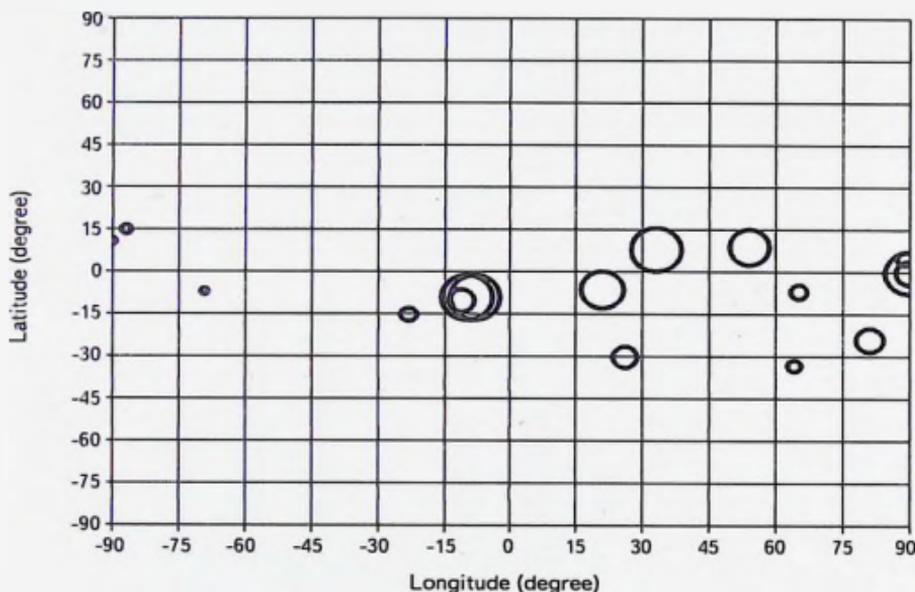


Fig.2. Latitudinal and longitudinal distribution of the low frequency type II associated CMEs location with their duration in minutes for 17 events.

Table 2

DURATIONS OF THE TYPE II RADIO BURST AND CLASSES OF SXR FLARES ASSOCIATED WITH TYPE II RADIO BURSTS

Duration (min)	Flares associated with LF-type II radio burst		
	C-Class	M-Class	X-Class
0	0	0	0
60	0	0	0
120	0	2	0
180	0	1	0
240	1	0	0
300	1	2	0
360	0	0	0
420	0	0	0
480	0	0	0
540	0	0	0
600	1	0	0
>600	3	4	2

The X-ray class of type II radio burst associated solar flares are investigated and found that the X-ray class of 03 type II radio burst associated CMEs related solar flares are not known. Thus, after excluding 03 type II bursts we are left with 17 type II radio bursts for study. In Table 2 we have shown the relation between duration of low frequency type II radio burst and classes of SXR flares associated with low frequency type II radio burst. It is clear from Table 2 that

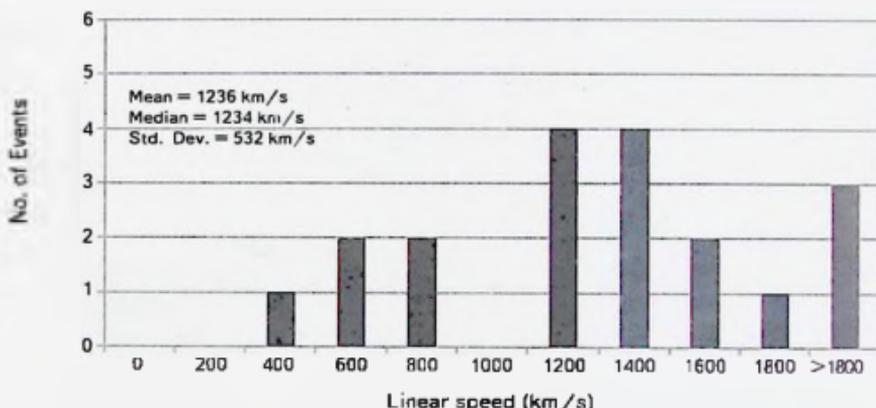


Fig. 3. Distribution of linear speed of CMEs associated DH Type II radio bursts having a frequency (~1 MHz) versus no. of events with mean and median CMEs speed for 19 events.

~35% low frequency type II radio burst related CMEs associated classes of SXR solar flares are of C; while ~53% are M-class and ~12% are X-class.

In Fig.3 we have shown the distribution of linear speed of LF type II radio bursts associated CMEs versus number of low frequency type II radio bursts associated CMEs. The mean values of low frequency type II radio bursts associated CMEs speed is 1236 km/s and the median value is 1234 km/s and mean and median value of LF type II radio bursts associated CMEs speed for all events is shown in Fig.3. Standard deviation in speed of low frequency type II burst associated CMEs is 532 km/s. If we compare the mean value of linear speed of type II radio bursts associated CMEs 1207 km/s (12) with the mean value of linear speed of low frequency type II radio bursts associated CMEs 1236 km/s, we find that there is not too much difference between mean speed of low frequency type II radio burst associated CMEs and the mean speed of type II radio burst associated CMEs.

In Fig.4 we have plotted a graph between linear speeds of LF type II radio burst associated CMEs versus duration (min) of LF type II radio burst. Fig.4 shows no correlation between linear speeds of type II radio bursts associated CMEs and duration of LF type II radio burst.

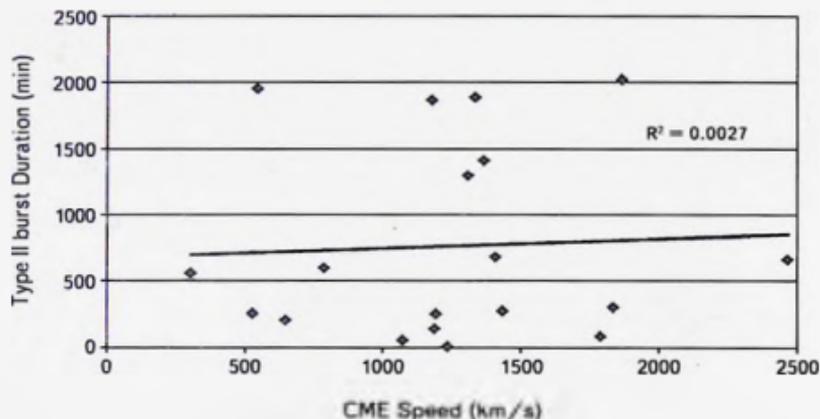


Fig.4. Scattered plot between the linear speed of CMEs and duration of associated LF-type II radio bursts having frequency (~1 MHz).

Fig.5 shows the distribution of angular width for CMEs those associated with LF type II radio burst. The width of the CMEs varies from 90 degree to 360 degree. The average width of CMEs those associated with LF type II radio burst is 300 degree, while the average width of CMEs is 58° as shown by Mittal et al. [30] and Mittal and Narain [31]. From Fig.5 it is clear that ~68% (13) events have angular width 360°, while 32% events have width between 90°-250°.

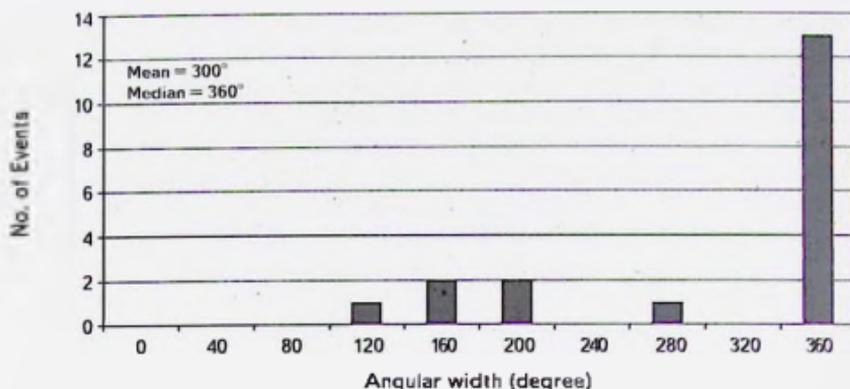


Fig.5. Distribution of the widths of CMEs associated with DH Type II radio bursts having frequency ( $>1$  MHz) for 19 events.

3. *Distance between CHs and type II bursts associated flares.* We know that the CMEs are usually associated with solar flares like active phenomena which are mainly responsible for CMEs occurrences. Earlier Verma & Pande [32], Verma [33-36], investigated the role of coronal holes and solar flares or eruptive solar phenomena in the origin of CMEs by investigating temporal and spatial relationship between CMEs associated solar flare location's and boundary of CHs. Verma [36] analyzed 196 CMEs observed by LASCO/ SOHO during year 2000

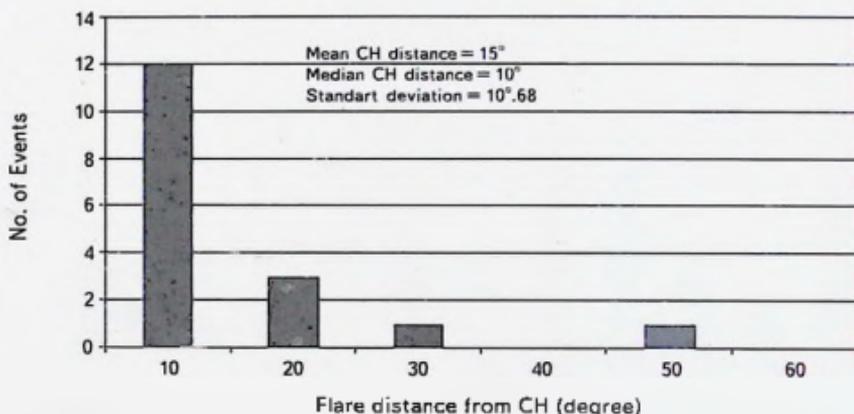


Fig.6. Distribution of the distance between the flare location and coronal hole for CMEs associated DH Type II radio bursts having a frequency ( $>1$  MHz) with a mean value as  $15^\circ$ .

using CHs daily map and CHs synoptic chart data observed by the Kit Peak National Observatory (KPNO), USA and solar flares observed by various ground observatories and found that CMEs are associated H $\alpha$  flares and coronal holes. In the present investigation to determine the distance between the CMEs associated solar flares or solar active phenomena locations and CHs locations, we used Heliophysics Event Registry search program, available at Lockheed Martin Solar Astrophysics Laboratory, USA at following link: <http://www.lmsal.com/isolsearch>

In order to search locations of CMEs associated solar flares or solar active phenomena and CHs, we have the same phenomena as used by Mittal & Verma [11,12,37]. In Fig.6 we have shown the distance between LF type II radio bursts associated flare location and coronal hole for all LF type II radio bursts with mean and median values of distance as 15° and 10°, respectively. The standard deviation in flare and coronal hole distance is 10°.68. In Table 3 we have shown the relationship between class of SXR flare and distance between the locations of LF Type II radio burst related CMEs associated solar flares and boundary of CHs. From Table 3, it is clear that the class of flare does not depend on the distance between the boundary of CHs and location of low frequency type II radio burst related halo CMEs associated solar flares.

Table 3

RELATION BETWEEN CLASS OF SXR FLARE AND THE DISTANCE BETWEEN BOUNDARY OF CHs AND THE LOCATION OF THE TYPE II BURST RELATED CMEs ASSOCIATED FLARES

CH Distance	Flares associated type II Bursts		
	C-Class	M-Class	X-Class
10	4	6	2
20	2	1	0
30	0	1	0
40	0	0	0
50	0	1	0

4. *Low frequency DH type II burst events.* Fig.7 shows the mark positions of CMEs associated location of solar flare and CH. Fig.7 also shows snap shot of the interacting CMEs and the associated LF-type II radio burst and solar flare taken from EIT and LASCO C2 coronagraph and from WIND instrument observed. Fig.7 shows details of events observed on 24-02-2011. Low frequency events observed on 18-04-2001, 01-10-2001, 09-07-2002, 14-08-2002, 28-05-2003, 31-05-2003, 25-07-2004, 29-07-2004, 31-07-2004, 24-07-2005, 27-07-2005, 13-09-2005, 30-04-2006, 06-12-2006, 24-02-2011, 22-10-2012, 16-01-

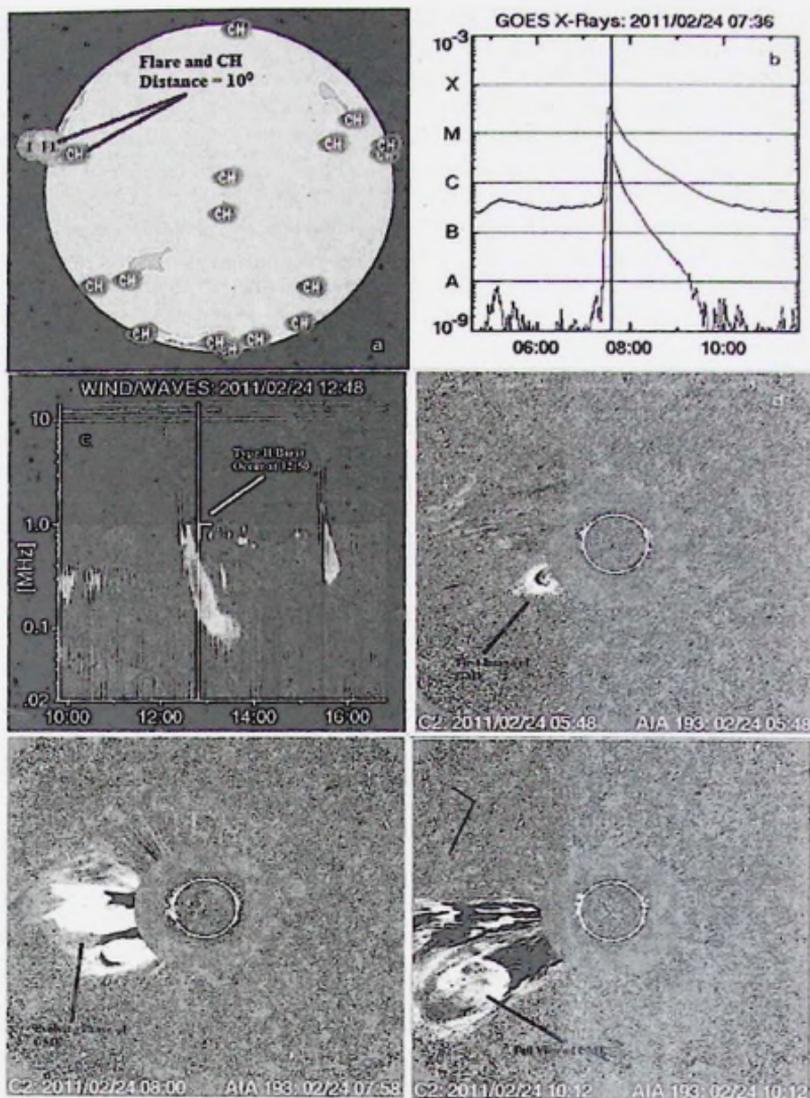


Fig. 7. a) Locations of CHs and location of solar flare within  $10^\circ$ , b) X-ray plot observed during solar flares c) occurrence of type II radio burst, d) the first image of CMEs, e) the evolving phase of CME, f) a full view of CME.

2013, 01-08-2014, 11-03-2015 and 01-07-2015.

4.1. *LF Type II event of 24-02-2011.* Fig.7 shows low frequency type II radio burst and associated CME, flare and coronal hole position. The upper left part of Fig.7 shows that the distance between solar flare and the locations of CHs is within  $10^\circ$ , Upper right part of Fig.7 shows an X-ray plot of solar flares observed at 07:36 UT on 24-02-2011 and middle left part of Fig.7 shows the occurrence of type II radio burst at 12:50 UT on 24-02-2011. It is clear from upper right and middle left figure that the DH type II burst starts ~12:50 after the peak of extended SXR burst. The middle right part of Fig.7 shows first image of CME taken from AIA at 05:48 UT and from C2 at 05:48 UT on 24-02-2011, lower left part of Fig.7 shows evolving phase of CME taken from AIA at 07:58 UT and from C2 at 08:00 UT on 24-02-2011 and lower right part of Fig.7 shows a full view of CME at 10:12 UT on 24-02-2011 in C3 coronagraph and AIA.

5. *Flare and LF type II radio burst.* Fig.8 shows time delay between the peak time of solar flare and start time of LF type II radio burst for 17 events. Three LF type II radio bursts are associated with solar flare whose locations are not known and they are behind events, so those three events are not considered. From Fig.8 it is clear that all of the low frequency type II radio burst events occur after peak time of solar flare.

If we see Fig.8 clearly we found that 01 event occur in the time span of 15 minutes, 4 events occur in a time span of 30 minutes and 3 events occur in a time span of 45 minutes, two events occur in a time span of 60 minutes while 1 event each occur in a time span of 75, 90 and 105 events. Fig.8 also shows that 4 events occur in a time span of larger than 120 minutes. The average time

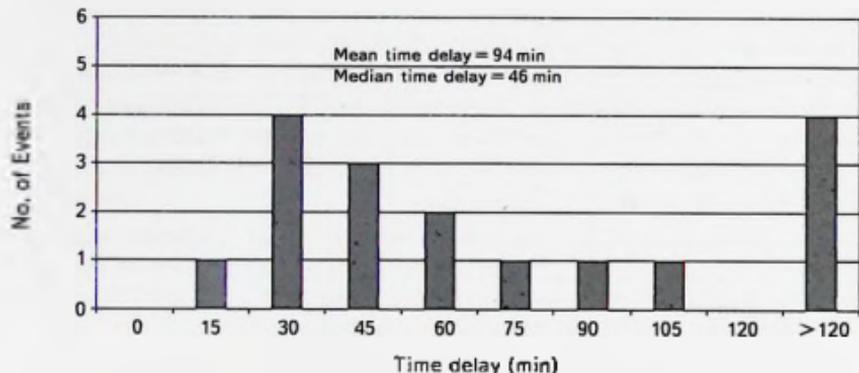


Fig.8. Time delay between the peak time of solar flare and start time of low frequency type II radio burst.

delay between solar flare peak time and radio burst start time is 94 minutes with median time delay of 46 minutes.

**6. Results and Discussions.** From the detailed study of 20 LF-type II radio burst events associated CMEs and solar flares in preceding sections we briefly describe as under:

1. 75% of LF-type II radio bursts has ending frequency  $\leq 0.2$  MHz frequency.
2. Duration of LF-type II burst does not depend on its location on the solar disk.
3. The mean values of low frequency type II radio bursts associated CMEs speed is 1236 km/s.
4. There is no relation between linear speeds of CMEs and duration of associated LF-type II radio burst.
5. Most LF-type II radio bursts are associated with halo CMEs.
6. The distance between LF type II radio bursts and associated flare locations and coronal hole for all LF type II radio bursts with mean values of distance is 15 degrees.
7. The LF type II radio bursts start after the peak time of associated solar flares.

We have studied the 20 DH type II radio bursts focusing on low frequency (~1 MHz) type II bursts observed during time interval 1997-2015. The time durations of study events range from 5 min to 2020 min. There are only 17 type II bursts out of 20, those are associated with CMEs, solar flares and coronal holes and we have found that when there were distance between coronal holes (CHs) and solar flares within  $10^\circ$  there are 12 events were observed and 3 events were observed when there were distance between CHs and solar flares within  $20^\circ$ . We also found that all LF type II radio bursts start after peak time of associated solar flares and most of these solar flares are extended solar flares. Earlier Verma [33] reported that type II radio bursts start after the  $\pm 5$  min of peak  $H\alpha$  flares, but in the present study, we found that 17 LF type II radio bursts start after the peak time of the extended solar flares. This indicates that in LF type II radio bursts the shock waves responsible for origin of LF type II radio bursts start after the peak time of related solar flares. Thus the origin of type II radio bursts and LF DH-type II bursts may have different mechanisms of origin needs further investigation with a larger set of data.

**Acknowledgement.** The authors are thankful to Dr N.Gopalswamy and his team for creating catalogue of type II bursts observed by the Radio and Plasma Wave (WAVES) experiment on board the Wind spacecraft and the associated coronal mass ejections (CMEs) observed by the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) mission. We also thank the Wind/WAVES team for providing the type II catalogue. The CME catalogue used is provided by the Center for Solar Physics

and Space Weather, the Catholic University of America, in cooperation with Naval Research Laboratory, and NASA.

Dept. of Physics, K.V.S.C.O.S., Swami Vivekanand Subharti University,  
Meerut-250005, India. e-mail: nishantphysics@gmail.com

Uttarakhand Space Application Center, Dehradun-248006, India,

Astrophysics Research Group, Meerut College, Meerut-250001, India

## НИЗКОЧАСТОТНЫЕ РАДИОВСПЛЕСКИ ТИПА II ОТ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК, СВЯЗАННЫХ С КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ

Н.МИТТАЛ<sup>1,3</sup>, В.К.ВЕРМА<sup>2</sup>

Проанализировано 20 радиовсплесков ДН типа II, связанных с корональными выбросами массы (СМЕ)/солнечными вспышками, сфокусировавшиеся на всплесках низкой частоты типа II, наблюдаемых в промежуток времени 1997-2015гг. В течение этого периода наблюдалось всего 505 радиовсплесков типа II, из которых только 20 радиовсплесков типа II связаны с СМЕ и солнечными вспышками и наблюдались на частоте ~1 МГц. Длительность 20 всплесков типа II составляет от 5 мин до 2020 мин. При исследовании данных о 17 всплесках II типа, связанных с СМЕ, солнечных вспышках и корональных дырах, было также обнаружено, что 12 СМЕ наблюдались при наличии корональных дыр (СН) и солнечных вспышек в пределах 10°, а 3 СМЕ наблюдались при наличии СН и солнечных вспышек в пределах 20°, соответственно. Каждый низкочастотный радиовсплеск ДН типа II и другие солнечные события, наблюдаемые вместе с всплесками ДН типа II, анализируются отдельно, чтобы понять происхождение радиочастотных всплесков Солнца низкой частоты типа II в рамках существующего сценария солнечной гелиофизики.

Ключевые слова: *Солнце; Солнечные вспышки; корональные выбросы массы; радиовсплески типа II*

## REFERENCES

1. *N.Mittal, J.Sharma, V.Tomar et al.*, Planetary and Space Science, **57(1)**, 53, 2009.
2. *N.Mittal, U.Narain.* J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, **72(9-10)**, 643, 2010.
3. *M.R.Kundu*, Solar Radio Astronomy, Interscience Publication, New York, 333, 1965.
4. *G.J.Nelson, D.B.Melrose.* In: Solar Radiophysics: Studies of emission from the sun at metre wavelengths, Cambridge and New York, Cambridge University Press, pp.333, 1985.
5. *H.V.Cane*, Radio Astronomy at Long Wavelengths, tutorials and reviews from an AGU Chapman conference held Oct. 1998 in Paris, France. Geophysical monograph Series, Vol. 119; Eds: R.G.Stone, K.W.Weiler, M.L.Goldstein, and J.-L.Bougerot. Washington, DC: American Geophysical Union, p.147, 2000.
6. *N.Gopalswamy, S.Yashiro, H.Xie et al.*, Astrophys. J., **674**, 560, 2008.
7. *J.Sharma, N.Mittal, V.Tomar et al.*, Astrophys. Space Sci., **317(3-4)**, 261, 2008.
8. *J.Sharma, N.Mittal, U.Narain*, International J. of Astron., **1(3)**, 38, 2012.
9. *J.Sharma, N.Mittal, U.Narain*, NRIAG J. Astron. Geophys., **4(1)**, 44, 2015.
10. *N.Mittal, J.Sharma, V.K.Verma*, New Astron., **47**, 64, 2016.
11. *N.Mittal, V.K.Verma*, Acta Astronautica, **121**, 179, 2016.
12. *N.Mittal, V.K.Verma*, New Astronomy, **50**, 60, 2017.
13. *J.Sharma, N.Mittal*, Astrophysics, **60(2)**, 213, 2017.
14. *N.Gopalswamy, S.Yashiro, M.L.Kaiser et al.*, J. of Geophys. Res., **106(A12)**, 29219, 2001.
15. *N.Gopalswamy, E.Aguilar-Rodriguez, S.Yashiro et al.*, J. of Geophys. Res., **110**, (A12), S07, 2005.
16. *A.Lara, N.Gopalswamy, S.Nunes et al.*, Geophysical Res. Lett., **30(12)**, SEP 4-1, CiteID 8016, 2003.
17. *N.Gopalswamy*, J. Astrophys. Astron., **27**, 243, 2006.
18. *N.Gopalswamy*, Geophys. Res. Lett., **30(12)**, SEP 1-1, CiteID 8013, 2003.
19. *E.V.Cliver, S.W.Kahler, D.V.Reames*, Astrophys. J., **605(2)**, 902, 2004.
20. *N.I.Jr.Sheeley, R.A.Howard, D.J.Michels et al.*, Astrophys. J., **279**, 839, 1984.
21. *N.Gopalswamy, A.Lara, S.Yashiro et al.*, J. Geophys. Res., **106**, 29207, 2001.
22. *J.L.Bougeret et al.*, Space Sci. Rev., **71**, 231, 1995.
23. *E.Aguilar-Rodriguez, N.Gopalswamy, R.MacDowall et al.*, J. Geophys. Res., **110(A12)**, A12S08, 2005.
24. *A.Shanmugaraju, Y.-J.Moon, B.Vrsnak*, Solar Phys., **254(2)**, 297, 2009.
25. *N.Gopalswamy, H.Xie, S.Yashiro et al.*, Space Sci. Rev., **171(1-4)**, 23, 2012.
26. *N.Gopalswamy, P.Mäkelä, S.Akiyama et al.*, J. Geophys. Res., **117(A08)**, CiteID:A08106, 2012.
27. *G.E.Brueckner et al.*, Sol. Phys., **162**, 357, 1995.

28. *P.Makela, N.Gopalswamy, S.Akiyama*, *Astrophys. J.*, **806**(1), 13, 2015
29. *N.Gopalswamy*, in: *Solar Eruptions and Energetic Particles*, Eds. *N.Gopalswamy, R.Mewaldt, and J.Torsti*, **165** of *Geophysical Monograph Series*, The American Geophysical Union, p.207, 2006.
30. *N.Mittal, P.Kumud, U.Narain et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **323**, 135, 2009.
31. *N.Mittal, U.Narain*, *New Astron.*, **14**(3), 341, 2009.
32. *V.K.Verma, M.C.Pande*, in *Proc. IAU Colloq. 104 'Solar and Stellar Flares' (Poster Papers)*, Stanford University, Stanford, USA, p.239, 1989.
33. *V.K.Verma*, *Indian J. Radio & Space Phys.*, **21**, 64, 1992
34. *V.K.Verma*, *Indian J. Radio & Space Phys.*, **21**, 97, 1992.
35. *V.K.Verma*, *Journal of Indian Geophysical Union*, **2**, 65, 1998.
36. *V.K.Verma*, *COSPAR Colloquia Series*, Elsevier Science Ltd, **13**, 319, 2002.
37. *N.Mittal, V.K.Verma*, *New Astron.*, **63**, 6, 2018.



ГИБРИДНЫЕ ЗВЕЗДЫ В РАМКАХ ЛОКАЛЬНОЙ  
МОДЕЛИ НАМБУ-ИОНА-ЛАЗИНИО ДЛЯ  
КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, Ю.Т.ВАРТАНЯН

Поступила 6 июня 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Исследуются интегральные параметры нейтронных звезд с учетом адрон-кваркового фазового перехода, в результате которого в центральной части звезды образуется ядро из кваркового вещества. Для описания кваркового вещества используется локальная модель Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ). Термодинамические характеристики адронного вещества вычислены в рамках расширенной версии модели релятивистского среднего поля (РСП), учитывающей также вклад скалярно-изовекторного  $\delta$ -мезонного эффективного поля. Для определения параметров фазового перехода применено построение Максвелла. Показано, что устойчивым гибридным звездам, в случае рассмотренного нами уравнения состояния, соответствует узкий интервал значений центральной плотности  $\rho_c \in (1.71 \div 1.73) \cdot 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. В нашей модели гибридные звезды находятся на одной ветви с нейтронными звездами, так что ветвь третьего семейства не образуется. Для максимальной массы устойчивой гибридной звезды получено значение  $M_{\text{max}} = 2.05 M_{\odot}$ . Конфигурация с максимальной массой имеет кварковую сердцевину массой  $M_{\text{core}} = 10^{-1} M_{\odot}$  и радиусом  $R_{\text{core}} = 0.6$  км.

**Ключевые слова:** *Гибридные звезды; максимальная масса; кварковое вещество; модель Намбу-Иона-Лазинио; модель релятивистского среднего поля*

1. **Введение.** Изучение адрон-кваркового фазового перехода при экстремально больших плотностях является одним из важнейших направлений современной физики. Выяснению возможных следствий такого перехода и получению сведений относительно свойств кварковой материи, образованной в результате деконфайнмента кварков, посвящено множество работ как в области физики высоких энергий и элементарных частиц, так и физики компактных космических объектов – нейтронных и кварковых звезд.

Известно, что свойства компактной звезды зависят от уравнения состояния вещества в достаточно большом интервале плотности, нижняя граница которого соответствует плотности обычного вещества, имеющего атомно-молекулярный состав, а верхняя граница может достичь значений на порядок и более больших плотности нуклонного вещества в атомных ядрах. При таких экстремально больших плотностях в барионном веществе, в котором кварки “пленены” внутри адронов, может иметь место фазовый переход деконфайнмента,

в результате которого образуется кварковое вещество.

Для получения уравнения состояния вещества нейтронной звезды, с учетом возможного адрон-кваркового фазового перехода, необходимо не только иметь уравнения состояний адронной материи и кварковой материи в отдельности, но и требуется знание типа фазового перехода. Дело в том, что в зависимости от значения коэффициента поверхностного натяжения между кварковой материей и адронной материей, фазовый переход может происходить по двум разным сценариям. При сравнительно малом значении этого параметра будет реализоваться фазовый переход с образованием электрически нейтральной адрон-кварковой смешанной фазы, в которой адронная и кварковая составляющие в отдельности являются заряженными [1]. При большом же значении коэффициента поверхностного натяжения каждая фаза в отдельности будет электронейтральной и фазовый переход будет происходить при постоянном значении давления, определяемом построением Максвелла. В последнем случае плотность при переходе имеет скачок. Имеющиеся в настоящее время сведения о величине коэффициента поверхностного натяжения между адронной и кварковой материями не позволяют однозначно определить по какому сценарию происходит фазовый переход. В настоящей работе принято, что переход реализуется по максвелловскому сценарию.

Отсутствие единой строгой теории, позволяющей адекватно описать свойства вещества в столь широком диапазоне значений плотности, приводит к необходимости применения различных модельных подходов, справедливых только в той или иной определенной ограниченной области. Для описания свойств адронной материи в области возможного фазового перехода первого рода нами использована теория релятивистского среднего поля (РСП) [2-5].

При исследовании возможности существования кварковой материи в центральной части нейтронных звезд в настоящее время, помимо известной феноменологической модели кваркового мезика Массачусетского технологического института (МТИ) [6], часто используется также модель Намбу-Иона-Лазинио (НИЛ) [7,8], которая достаточно успешно воспроизводит многие особенности квантовой хромодинамики [9-11].

В наших предыдущих работах, основываясь на модели мезика МТИ, мы исследовали как гибридные звезды [12-15], так и странные звезды [16-19].

Целью настоящей работы является изучение термодинамических свойств кварковой материи в рамках локальной версии модели НИЛ, выяснение возможности существования кварковой материи в недрах нейтронных звезд и проверка согласованности полученных результатов с ограничением, налагаемым на значение максимальной массы гибридной звезды  $M_{\text{max}} > 2M_{\odot}$ , вытекающим из наблюдательного факта существования пульсаров с массами порядка двух солнечных масс [20,21].

2. *Кварковая фаза.* Для описания сильно взаимодействующего трех-ароматного кваркового вещества при нулевой температуре была использована локальная модель НИЛ, которая является эффективной теорией квартовой хромодинамики (КХД), учитывающей такое непертурбативное проявление, каким является частичное восстановление киральной симметрии при высоких плотностях. В настоящей работе для плотности лагранжиана использовали выражение [22]

$$\mathcal{L}_{\text{НИЛ}} = \bar{\psi}(\gamma^4 \partial_4 - \hat{m}_0)\psi + G \sum_{a=1}^8 [(\bar{\psi} \lambda_a \psi)^2 + (\bar{\psi} i \gamma_5 \lambda_a \psi)^2] - K \{ \det_f (\bar{\psi}(1 + \gamma_5)\psi) - \det_f (\bar{\psi}(1 - \gamma_5)\psi) \}, \quad (1)$$

где  $\psi$  фермионные кварковые спинорные поля  $\psi_f^i$  с тремя ароматами  $f=1, 2, 3$  и тремя цветами  $c=r, g, b$ ,  $\hat{m}_0$  - диагональная матрица масс токовых кварков в пространстве аромата  $m_0 = \text{diag}(m_{0u}, m_{0d}, m_{0s})$ ,  $\lambda_a$  ( $a=1, 2, \dots, 8$ ) -  $SU(3)$  матрицы Гелл-Манна в пространстве аромата,  $\lambda_0 = \sqrt{2/3} I$ ,  $G$  - константа скалярного канала четырехкваркового взаимодействия,  $K$  - константа шестикваркового взаимодействия Kobayashi-Maskawa-т Хоофта [23].

Характеристики кваркового вещества в приближении среднего поля выражаются через кварковые киральные конденсаты

$$\sigma_u = \langle \bar{\psi}_u \psi_u \rangle, \quad \sigma_d = \langle \bar{\psi}_d \psi_d \rangle, \quad \sigma_s = \langle \bar{\psi}_s \psi_s \rangle.$$

Кварки рассматриваются как квазичастицы с конститuentными массами  $m_i$  ( $i=u, d, s$ ), удовлетворяющими щелсовым уравнениям

$$\begin{aligned} m_u &= m_{0u} - 4G\sigma_u + 2K\sigma_d\sigma_s, \\ m_d &= m_{0d} - 4G\sigma_d + 2K\sigma_u\sigma_s, \\ m_s &= m_{0s} - 4G\sigma_s + 2K\sigma_u\sigma_d. \end{aligned} \quad (2)$$

Кварковые конденсаты  $\sigma_i$  в свою очередь выражаются через конститuentные массы

$$\sigma_i = -\frac{3}{\pi^2} \int_0^\Lambda \frac{m_i}{p_F^i(n_i) \sqrt{k^2 + m_i^2}} k^2 dk \quad (i=u, d, s), \quad (3)$$

где  $n_i$  - концентрация,  $p_F^i(n_i) = (\pi^2 n_i)^{1/3}$  - ферми-импульс кварка с ароматом  $i$ ,  $\Lambda$  - импульс ультрафиолетового обрезания, необходимость которого возникает в связи с не перенормируемостью модели НИЛ.

Как следует из щелсовых уравнений (2) вклад в массу кварка данного аромата дает не только кварковый конденсат этого аромата, но также и конденсаты двух остальных ароматов. Такое смешивание ароматов в массах конститuentных кварков обусловлено наличием в лагранжиане члена,

\* Будем использовать естественную систему единиц  $\hbar=c=1$ .

учитывающего шестикварковое взаимодействие 'т Хоофта.

Условие локальной электронейтральности плазмы, состоящей из  $u$ ,  $d$ ,  $s$ -кварков и электронов, имеет вид

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e = 0. \quad (4)$$

Барионная концентрация выражается через концентрации кварков

$$n_B = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s). \quad (5)$$

Условия  $\beta$ -равновесия приводят к соотношениям между химическими потенциалами кварков и электронов

$$\mu_d(n_d, m_d) = \mu_u(n_u, m_u) + \mu_e(n_e), \quad (6)$$

$$\mu_s(n_s, m_s) = \mu_d(n_d, m_d). \quad (7)$$

Химические потенциалы кварков и электронов определяются выражениями

$$\begin{aligned} \mu_i(n_i, m_i) &= \sqrt{(\pi^2 n_i)^{2/3} + m_i^2} \quad (i = u, d, s), \\ \mu_e(n_e) &= \sqrt{(3\pi^2 n_e)^{2/3} + m_e^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Решая систему десяти уравнений (2)–(7) при заданном значении барионной концентрации  $n_B$ , можно найти конститuentные массы кварков  $m_u, m_s, m_d$ , концентрации частиц  $n_u, n_d, n_s, n_e$ , а также значения кварковых конденсатов  $\sigma_u, \sigma_d, \sigma_s$ .

Плотность энергии и давление электрически нейтральной плазмы, состоящей из  $u, d, s$ -кварков и электронов и описываемой в рамках модели НИЛ лагранжианом (1), имеют вид

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{удсе}}(n_B) &= \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d,s} \int_0^{(\pi^2 n_i(n_B))^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_i(n_B)^2} k^2 dk + \\ &+ 2G[\sigma_u(n_B)^2 + \sigma_d(n_B)^2 + \sigma_s(n_B)^2] - \\ &- 4K\sigma_u(n_B)\sigma_d(n_B)\sigma_s(n_B) + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_e(n_B))^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_e^2} k^2 dk + \\ &+ \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d,s} \int_0^{\Lambda} \left[ \sqrt{k^2 + m_i(0)^2} - \sqrt{k^2 + m_i(n_B)^2} \right] k^2 dk - \\ &- 2G[\sigma_u(0)^2 + \sigma_d(0)^2 + \sigma_s(0)^2] + 4K\sigma_u(0)\sigma_d(0)\sigma_s(0), \\ P_{\text{удсе}}(n_B) &= \sum_{i=u,d,s} n_i(n_B) \sqrt{(\pi^2 n_i(n_B))^{2/3} + m_i(n_B)^2} + \\ &+ n_e(n_B) \sqrt{(3\pi^2 n_e(n_B))^{2/3} + m_e^2} - \epsilon_{\text{удсе}}(n_B). \end{aligned} \quad (9)$$

(10)

Параметрами модели являются токовые массы кварков  $m_{u,d,s}$ , параметр обрезания  $\Lambda$ , а также константы связи  $G$  и  $K$ . В работе [22] значения этих параметров были определены в предположении изоспиновой симметрии, т.е.  $m_{u,d} = m_{q,d}$ . Был найден такой набор значений параметров, который наилучшим образом воспроизводит экспериментальные значения масс псевдоскалярных мезонов  $\pi$ ,  $K$  и  $\eta'$ , а также константы распада пиона -  $f_\pi$ . В настоящей работе численные расчеты проводились со значениями параметров модели, приведенными в упомянутой выше работе [22]:

$$m_{u,d} = m_{q,d} = 5.5 \text{ МэВ}, m_{s,c} = 140.7 \text{ МэВ}, \Lambda = 602.3 \text{ МэВ}, \\ G = 1.835/\Lambda^2, K = 12.36/\Lambda^3.$$

Выражения (9) и (10) определяют в параметрическом виде уравнение состояния кваркового вещества, состоящего из освобожденных  $u$ ,  $d$ ,  $s$ -кварков и электронов. Заметим, что эти выражения справедливы при значениях барионной концентрации, удовлетворяющих условию

$$\mu_d(n_B) \geq m_s(n_B). \quad (11)$$

Порог образования  $s$ -кварка определяется уравнением  $\mu_s(n_B^*) = m_s(n_B^*)$ . Ниже этого порога кварковое вещество состоит из  $u$ ,  $d$ -кварков и электронов. Параметры кваркового вещества при заданном значении барионной концентрации в области плотностей ниже порога образования странного кварка ( $n_B < n_B^*$ ) определяются решением девяти уравнений (2)-(6) с дополнительным условием  $n_s = 0$ . Обозначив эти решения через  $\bar{m}_u, \bar{m}_d, \bar{m}_s, \bar{n}_u, \bar{n}_d, \bar{n}_e, \bar{\sigma}_u, \bar{\sigma}_d, \bar{\sigma}_s$ , для уравнения состояния кваркового вещества, состоящего из  $u$ ,  $d$ -кварков и электронов, имеем

$$P_{\text{quk}}(n_B) = \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d} \left( n_i^2(n_B) \right)^{3/2} \int_0^{\sqrt{k^2 + \bar{m}_i(n_B)}} \sqrt{k^2 + \bar{m}_i(n_B)} k^2 dk + \\ + 2G \left[ \bar{\sigma}_u(n_B)^2 + \bar{\sigma}_d(n_B)^2 + \bar{\sigma}_s(n_B)^2 \right] - \\ - 4K \bar{\sigma}_u(n_B) \bar{\sigma}_d(n_B) \bar{\sigma}_s(n_B) + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\sqrt{k^2 + m_e^2}} \sqrt{k^2 + m_e^2} k^2 dk + \\ + \frac{3}{\pi^2} \sum_{i=u,d,s} \int_0^{\Lambda} \left( \sqrt{k^2 + \bar{m}_i(0)} - \sqrt{k^2 + \bar{m}_i(n_B)} \right) k^2 dk - \\ - 2G \left[ \bar{\sigma}_u(0)^2 + \bar{\sigma}_d(0)^2 + \bar{\sigma}_s(0)^2 \right] + 4K \bar{\sigma}_u(0) \bar{\sigma}_d(0) \bar{\sigma}_s(0), \quad (12)$$

$$P_{\text{elk}}(n_B) = \sum_{i=u,d} \bar{n}_i(n_B) \sqrt{\left( \pi^2 \bar{n}_i(n_B) \right)^{2/3} + \bar{m}_i(n_B)^2} + \\ + \bar{n}_e(n_B) \sqrt{\left( 3\pi^2 \bar{n}_e(n_B) \right)^{2/3} + m_e^2} - \varepsilon_{\text{ude}}(n_B). \quad (13)$$

Выражения (12) и (13) определяют в параметрическом виде уравнение состояния кваркового вещества, состоящего из освобожденных  $u$ ,  $d$ -кварков и электронов. Важную роль при нахождении параметров химического равновесия между двумя фазами играет барионный химический потенциал. Для барионного химического потенциала кваркового вещества имеем

$$\mu_B^{QM}(\rho^{QM}) = \frac{\rho^{QM} + \varepsilon_B^{QM}(\rho^{QM})}{\varepsilon_B^{QM}(\rho^{QM})} \quad (14)$$

На рис. 1 приведены результаты численного расчета энергии, приходящейся на один барион  $E_1 = \varepsilon/\mu_B$  в зависимости от барионной концентрации  $n_B$ . Точка на кривой соответствует порогу рождения странного кварка  $n_B^c = 0.655 \text{ фм}^{-3}$ . Как видно из этого рисунка, приходящаяся на один барион энергия превышает соответствующее значение для наиболее связанного ядра  $M_{Fe}^{56}/56 = 930.4 \text{ МэВ}$ . Это означает, что гипотеза Виттена о том, что основным состоянием вещества при нулевом давлении является  $\beta$ -равновесное трехароматное  $uds$  вещество, в рамках модели НИЛ не реализуется. Рассмотренный нами вариант модели НИЛ, в отличие от модели кваркового мешка, не допускает существование таких экзотических звездных объектов, какими являются странные звезды.

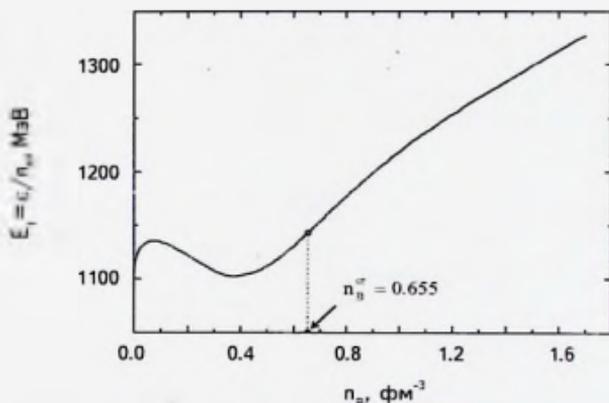


Рис. 1. Энергия кваркового вещества, приходящаяся на один барион в зависимости от барионной концентрации. Точка на кривой соответствует порогу рождения странного кварка.

**3. Адронная фаза.** Для описания адронной фазы в области плотностей, соответствующих внешней и внутренней коре звезды, было использовано уравнение состояния Бейма-Бете-Петика (ВВР) [24]. В ядерной и сверхъядерной области плотности ( $n \geq 0.1 \text{ фм}^{-3}$ ) нами использована теория реляти-

вистского среднего поля (РСЛ), в которой взаимодействия между нуклонами осуществляются путем обмена мезонами. Было принято, что адронная фаза состоит из протонов, нейтронов и электронов, а обменными частицами являются мезоны с различными трансформационными свойствами в изотопическом и обычном пространстве: изоскалярно-скалярный  $\sigma$ -мезон, изоскалярно-векторный  $\omega$ -мезон, изовекторно-скалярный  $\delta$ -мезон и изовекторно-векторный  $\rho$ -мезон. Плотность релятивистского нелинейного лагранжиана адронной фазы в рамках модели релятивистского среднего поля имеет вид

$$L_{RMF} = \bar{\Psi}_N \left[ \gamma^\mu \left( i \partial_\mu - g_\omega \omega_\mu(x) - \frac{1}{2} g_\rho \bar{\tau}_N \cdot \bar{\rho}_\mu(x) \right) - \right. \\ \left. - (m_N - g_\sigma \sigma(x) - g_\delta \bar{\tau}_N \cdot \bar{\delta}(x)) \right] \Psi_N + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma(x))^2 - m_\sigma^2 \sigma(x)^2 - \quad (15)$$

$$- U(\sigma(x)) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu(x) \omega_\mu(x) - \frac{1}{4} \Omega_{\mu\nu}(x) \Omega^{\mu\nu}(x) + \frac{1}{2} (\partial_\mu \delta(x))^2 - m_\delta^2 \delta(x)^2 + \\ + \frac{1}{2} m_\rho^2 \bar{\rho}^\mu(x) \bar{\rho}_\mu(x) - \frac{1}{4} \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) \mathcal{R}^{\mu\nu}(x) + \bar{\Psi}_e (\gamma^\mu \partial_\mu - m_e) \Psi_e.$$

где  $x = x_\mu = (t, x, y, z)$ , а  $\sigma(x)$ ,  $\omega_\mu(x)$ ,  $\bar{\delta}(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$  - поля обменных мезонов  $\sigma, \omega, \delta$  и  $\rho$ , соответственно,  $U(\sigma)$  - нелинейная часть потенциала  $\sigma$ -поля [25], определяемая выражением

$$U(\sigma) = \frac{\hbar}{3} (g_\sigma \sigma)^3 + \frac{c}{4} (g_\sigma \sigma)^4, \quad (16)$$

$m_N, m_e, m_\sigma, m_\omega, m_\delta, m_\rho$  - массы свободных частиц,  $\Psi_N = \begin{pmatrix} \Psi_p \\ \Psi_n \end{pmatrix}$  изоспиновый дублет нуклонного биспинора,  $\Psi_e$  - волновая функция электрона,  $\bar{\tau}_N$  изоспиновые  $2 \times 2$  матрицы Паули,  $\Omega_{\mu\nu}$  и  $\mathcal{R}_{\mu\nu}$  - антисимметричные тензоры векторных полей  $\omega_\mu(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$ :

$$\Omega_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \omega_\nu(x) - \partial_\nu \omega_\mu(x), \quad \mathcal{R}_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \bar{\rho}_\nu(x) - \partial_\nu \bar{\rho}_\mu(x). \quad (17)$$

Через  $g_\sigma, g_\omega, g_\delta$  и  $g_\rho$  в (15) обозначены константы связи нуклона с соответствующим обменным мезоном. В теории РСЛ мезонные поля  $\sigma(x)$ ,  $\omega_\mu(x)$ ,  $\bar{\delta}(x)$  и  $\bar{\rho}_\mu(x)$  заменяются на эффективные средние поля  $\langle \sigma \rangle$ ,  $\langle \omega_\mu \rangle$ ,  $\langle \bar{\delta} \rangle$  и  $\langle \bar{\rho}_\mu \rangle$ .

Переобозначая мезонные поля и константы связи:

$$g_\sigma \langle \sigma \rangle \equiv \sigma, \quad g_\omega \langle \omega_0 \rangle \equiv \omega, \quad g_\delta \langle \bar{\delta}^{(3)} \rangle \equiv \delta, \quad g_\rho \langle \bar{\rho}_0^{(3)} \rangle \equiv \rho, \quad (18)$$

$$\left( \frac{g_\sigma}{m_\sigma} \right)^2 \equiv a_\sigma, \quad \left( \frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \equiv a_\omega, \quad \left( \frac{g_\delta}{m_\delta} \right)^2 \equiv a_\delta, \quad \left( \frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \equiv a_\rho \quad (19)$$

из уравнений Эйлера-Лагранжа в приближении среднего поля можно получить уравнения для полей обменных мезонов

$$\sigma = a_\sigma (n_p (n_p, \sigma, \delta) \cdot n_n (n_n, \sigma, \delta) - b\sigma^2 - c\sigma^3), \quad (20)$$

$$\omega = a_\omega (n_p \cdot n_n), \quad (21)$$

$$\delta = a_\delta (n_p (n_p, \sigma, \delta) - n_n (n_n, \sigma, \delta)), \quad (22)$$

$$\rho = \frac{1}{2} a_\rho (n_p - n_n), \quad (23)$$

где

$$n_p (n_p, \sigma, \delta) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(n_p - n_n)^{1/2}} \frac{m_p^*(\sigma, \delta)}{\sqrt{k^2 + m_p^*(\sigma, \delta)^2}} k^2 dk, \quad (24)$$

$$n_n (n_n, \sigma, \delta) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(n_p + n_n)^{1/2}} \frac{m_n^*(\sigma, \delta)}{\sqrt{k^2 + m_n^*(\sigma, \delta)^2}} k^2 dk. \quad (25)$$

Эффективные массы протона и нейтрона определяются выражениями

$$m_p^*(\sigma, \delta) = m_N - \sigma - \delta, \quad m_n^*(\sigma, \delta) = m_N - \sigma + \delta. \quad (26)$$

Условие  $\beta$ -равновесия имеет вид

$$\mu_n (n_n, \sigma, \omega, \delta, \rho) = \mu_p (n_p, \sigma, \omega, \delta, \rho) - \mu_e (n_e), \quad (27)$$

где  $\mu_n (n_n, \sigma, \omega, \delta, \rho)$ ,  $\mu_p (n_p, \sigma, \omega, \delta, \rho)$  и  $\mu_e (n_e)$  - химические потенциалы протона, нейтрона и электрона, соответственно, которые определяются выражениями

$$\mu_p (n_p, \sigma, \omega, \delta, \rho) = \sqrt{(3\pi^2 n_p)^{2/3} + m_p^*(\sigma, \delta)^2} + \omega + \frac{1}{2} \rho, \quad (28)$$

$$\mu_n (n_n, \sigma, \omega, \delta, \rho) = \sqrt{(3\pi^2 n_n)^{2/3} + m_n^*(\sigma, \delta)^2} + \omega - \frac{1}{2} \rho, \quad (29)$$

$$\mu_e (n_e) = \sqrt{(3\pi^2 n_e)^{2/3} + m_e^2}. \quad (30)$$

Для плазмы, состоящей из нейтронов, протонов и электронов, условие локальной электронейтральности имеет вид

$$n_p - n_e = 0, \quad (31)$$

а барионная концентрация определяется выражением

$$n_B = n_p + n_n. \quad (32)$$

При заданном значении барионной концентрации  $n_B$  путем численного решения системы из 7-и уравнений (20)-(23), (27), (31), (32) можно определить средние поля обменных мезонов  $\sigma, \omega, \delta$  и  $\rho$ , а также концентрации частиц  $n_p, n_n$  и  $n_e$ .

Плотность энергии адронной фазы ("нре" вещества) определяется выражением

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{нре}} = & \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_n)^{1/3}} \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2} k^2 dk + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_p)^{1/3}} \sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2} k^2 dk + \\ & + \frac{1}{\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_c)^{1/3}} \sqrt{k^2 + m_c^2} k^2 dk + \frac{b}{3} \sigma^3 + \frac{c}{4} \sigma^4 + \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma^2}{a_\sigma} + \frac{\omega^2}{a_\omega} + \frac{\delta^2}{a_\delta} + \frac{\rho^2}{a_\rho} \right). \end{aligned} \quad (33)$$

Для давления адронной фазы имеем

$$\begin{aligned} P_{\text{нре}} = & \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_n)^{1/3}} \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + (m_N - \sigma - \delta)^2}} dk - \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_p)^{1/3}} \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + (m_N - \sigma + \delta)^2}} dk + \\ & + \frac{1}{3\pi^2} \int_0^{(3\pi^2 n_c)^{1/3}} \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m_c^2}} dk - \frac{b}{3} \sigma^3 - \frac{c}{4} \sigma^4 + \frac{1}{2} \left( -\frac{\sigma^2}{a_\sigma} - \frac{\omega^2}{a_\omega} - \frac{\delta^2}{a_\delta} - \frac{\rho^2}{a_\rho} \right). \end{aligned} \quad (34)$$

Зная термодинамические параметры  $n_B^{HM}$ ,  $\epsilon^{HM}$  и  $P^{HM}$  адронного вещества, можно найти барионный химический потенциал адронной фазы в зависимости от давления

$$\mu_B^{HM}(P^{HM}) = \frac{P^{HM} + \epsilon^{HM}(P^{HM})}{n_B^{HM}(P^{HM})}. \quad (35)$$

Следуя работам [26,4] для параметра  $a_\delta$ , характеризующего интенсивность взаимодействия нуклона с  $\delta$ -мезоном, в настоящей работе было выбрано значение  $a_\delta = 2.5 \text{ фм}^2$ . Значения пяти остальных параметров модели  $a_\sigma, a_\omega, a_\rho, b$  и  $c$  определяются исходя из эмпирически известных значений таких ядерных характеристик, какими являются эффективная масса нуклона -  $m_N^* = 0.78 m_N$  ( $m_N = 938.9 \text{ МэВ}$ ), концентрация насыщения ядерного вещества  $n_0 = 0.153 \text{ фм}^{-3}$ , удельная энергия связи при насыщении  $f = -16.3 \text{ МэВ}$ , модуль сжимаемости  $K = 300 \text{ МэВ}$ , а также энергия симметрии  $E_{\text{сим}}^{(0)} = 32.5 \text{ МэВ}$ . Для значений параметров модели в [4] получено:  $a_\sigma = 9.154 \text{ фм}^2$ ,  $a_\omega = 4.828 \text{ фм}^2$ ,  $a_\rho = 13.621 \text{ фм}^2$ ,  $b = 1.654 \cdot 10^{-2} \text{ фм}^{-1}$ ,  $c = 1.319 \cdot 10^{-2}$ .

**4. Адрон-кварковый фазовый переход и параметры гибридных звезд.** Для изучения структуры и интегральных параметров кварк-адронных гибридных звезд необходимо знание не только термодинамических характеристик адронного и кваркового вещества в отдельности, но и механизма взаимопревращения этих двух фаз. В настоящее время пока нет общепринятого мнения относительно способа реализации кварк-адронного фазового перехода. В многочисленных исследованиях, посвященных этой проблеме (см., напр., [27-30]), было предположено, что каждая из фаз в отдельности является электронейтральной и фазовый переход осуществляется при постоянном

давления и скачкообразном изменении плотности энергии. В этом случае параметры фазового перехода определяются известным построением Максвелла. В [1] было показано, что адрон-кварковый фазовый переход может происходить и при условии глобальной электронейтральности, когда обе фазы электрически заряжены, а смешанная адрон-кварковая фаза в целом электронейтральна. В этом случае фазовое равновесие определяется правилом фаз Гиббса, при котором плотность энергии при переходе меняется непрерывно.

Если коэффициент поверхностного натяжения между кварковым веществом и адронным веществом меньше некоторого критического значения, то фазовый переход осуществляется с образованием различных геометрических структур кварк-адронного смешанного вещества. При больших же значениях коэффициента поверхностного натяжения энергетически выгодным является обычный фазовый переход первого рода, характеристики которого определяются известным построением Максвелла. Незнание коэффициента поверхностного натяжения между кварковым веществом и адронным веществом в настоящее время не позволяет выяснить какой из вышеуказанных двух механизмов деконфайнмента реализуется в недрах нейтронных звезд.

В настоящей работе мы предполагаем, что эффекты поверхностного натяжения настолько сильны, что фазовый переход деконфайнмента кварков происходит по сценарию максвелловского построения. Равновесие двух фаз в этом случае определяется условием

$$n_B^{NM}(P_0) = n_B^{QM}(P_0) \quad (36)$$

В табл.1 представлены результаты численного расчета параметров фазового перехода первого рода. Здесь  $P_0$  - давление сосуществования двух фаз, пара значений двух величин  $n_B$  и  $\epsilon$  соответствуют концентрации и плотности

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА,  
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО ПОСТРОЕНИЮ МАКСВЕЛЛА

	$P_0$ , МэВ/фм <sup>3</sup>	$n_B$ , фм <sup>-3</sup>	$\epsilon$ , МэВ/фм <sup>3</sup>
Адронное вещество	150.5	$n_B^H = 0.584$	$\epsilon^H = 647.1$
Кварковое вещество	150.5	$n_B^Q = 0.814$	$\epsilon^Q = 960.9$

энергии обеих фаз при равновесии. Заметим, что в рассмотренном нами варианте модели НИЛ фазовый переход между адронным веществом и кварковым веществом происходит при настолько высоких концентрациях  $n_B^H = 0.584$  фм<sup>-3</sup> и  $n_B^Q = 0.814$  фм<sup>-3</sup>, что пороговая концентрация кварковой фазы  $n_B^Q$  оказывается чуть меньше концентрации, при которой гибридная

звезда теряет устойчивость.

На рис. 2 представлено полученное нами уравнение состояния вещества нейтронной звезды с адрон-кварковым фазовым переходом, происходящим по сценарию Максвелла. Параметр скачка плотности  $\lambda = \epsilon_Q / (\epsilon_H + P_0)$ , значение которого является решающим для устойчивости бесконечно малой кварковой сердцевинки нейтронной звезды, в настоящей работе равен  $\lambda = 1.2$ .

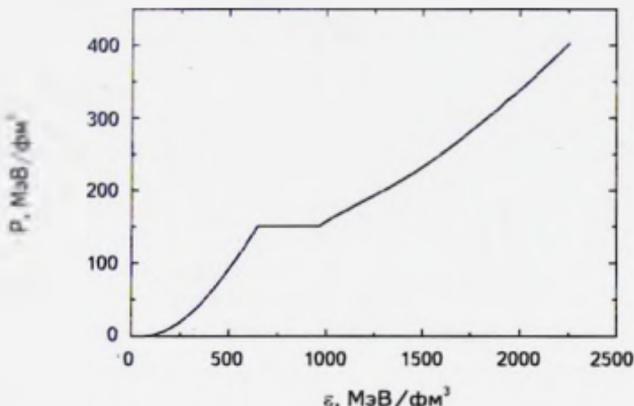


Рис.2. Уравнение состояния вещества нейтронной звезды с адрон-кварковым фазовым переходом.

Так как выполняется условие  $\lambda < 3/2$ , то гибридная звезда, имеющая центральную сердцевину из кваркового вещества со сколь угодно малой массой, в рамках этой модели будет устойчивой [31].

Используя полученное уравнение состояния путем численного интегрирования известных уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова (ТОВ) [32,33], дополненных уравнением, определяющим момент инерции звезды [34], при разных значениях центрального давления были определены такие характеристики гибридной звезды, как гравитационная масса  $M$ , радиус  $R$ , масса кварковой сердцевинки  $M_{core}$ , ее радиус  $R_{core}$ , момент инерции  $I$ , гравитационное красное смещение для фотонов из центра звезды  $Z_c$  и для фотонов из ее поверхности  $Z_s$ .

На рис.3 показаны результаты наших расчетов. Левая панель показывает зависимость гравитационной массы от центрального давления, а правая - взаимосвязь между массой и радиусом звезды. Штриховые кривые соответствуют случаю отсутствия фазового перехода деконфайнмента кварков. Горизонтальные линии соответствуют измеренным значениям масс миллисекундных радиопульсаров PSR J1614-2230 ( $1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ ) [20] и PSR J0348-0432 ( $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$ ) [21]. Как видно из рис.3, рассмотренное нами

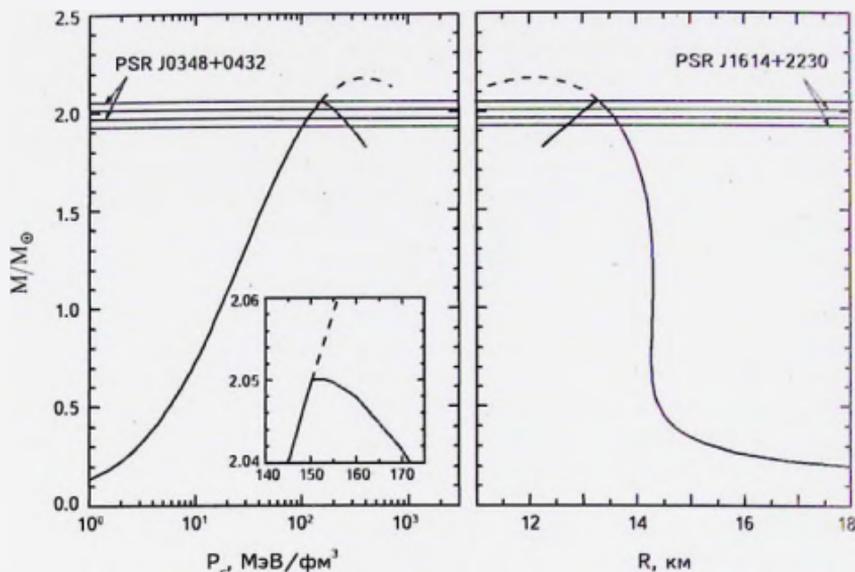


Рис.3. Левая панель - зависимость гравитационной массы от центрального давления для нейтронной звезды с фазовым переходом деконфайнмента кварков. Вставка показывает фрагмент кривой вблизи точки фазового перехода. Правая панель - соотношение масса-радиус для нейтронных звезд с фазовым переходом. Штриховые линии соответствуют случаю отсутствия адрон-кваркового фазового перехода. Горизонтальные линии соответствуют измеренным значениям масс миллисекундных радиопульсаров PSR J1614-2230 ( $1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$ ) и PSR J0348+0432 ( $2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$ ).

сочетание моделей для адронной материи и кварковой материи приводит к результату для максимальной гравитационной массы гибридной звезды, не противоречащему данным наблюдений [20,21].

Таблица 2 представляет основные параметры звезд для некоторых характерных конфигураций. Конфигурация "А" - звезда с массой  $1.44 M_{\odot}$ , соответствующая известному пульсару Халса-Тейлора PSR B1913+16. "В" - критическая конфигурация, центральное давление которой равно  $P_0$  - давлению сосуществования двух фаз. Эта конфигурация соответствует звезде с адронным составом, имеющей максимальную массу. Одновременно это конфигурация, соответствующая гибридной звезде с наименьшей массой. Конфигурация "С" соответствует гибридной звезде с максимальной массой. Из данных таблицы следует, что устойчивым гибридным звездам ( $dM/dP_c > 0$ ), в рассмотренном нами варианте уравнения состояния, соответствует довольно узкий интервал

Таблица 2

ОСНОВНЫЕ ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ТРЕХ  
КОНФИГУРАЦИЙ ЗВЕЗД ("А", "В", "С")

Конфигурация	$P_c$ МэВ/фм <sup>3</sup>	$\rho_c$ 10 <sup>15</sup> г/см <sup>3</sup>	$R$ км	$R_{\text{core}}$ км	$M$ $M_\odot$	$M_{\text{core}}$ 10 <sup>-4</sup> $M_\odot$	$I$ 10 <sup>45</sup> г см <sup>3</sup>	$Z_c$	$Z_s$
A	38	0.586	14.25	0	1.44	0	2	0.194	0.444
B	150.5	1.71	13.313	0	2.0506	0	2.860	0.354	0.996
C	152	1.73	13.309	0.64	2.0509	9.56	2.858	0.355	0.998

значений центральной плотности  $\rho_c \in (1.71 + 1.73)10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. Это является прямым следствием того, что нижний порог кваркового фазового перехода в рамках модели НИЛ достаточно высокий по сравнению с соответствующим значением, полученным в рамках модели мешка МТИ.

Полученное в настоящей работе значение максимальной массы гибридной звезды  $2.05 M_\odot$  согласуется с результатами недавних наблюдений радиопульсаров [20,21], имеющих массы порядка двух солнечных масс.

**5. Заключение.** В настоящей работе исследован фазовый переход с лекофайнментом кварков в веществе нейтронной звезды. Уравнение состояния было построено путем сочетания уравнения состояния адронной материи, полученной в рамках теории релятивистского среднего поля с уравнением состояния кварковой материи, полученной в рамках локальной версии модели НИЛ. В рамках модели НИЛ вычислены термодинамические характеристики кваркового вещества и показано, что гипотеза Виттена о том, что основным состоянием вещества при нулевом давлении является  $\beta$ -равновесное трехароматное  $ud\bar{s}$  вещество, в данном случае не реализуется. Рассмотренный нами вариант модели НИЛ, в отличие от модели кваркового мешка, не допускает существование таких экзотических звездных объектов, какими являются странные звезды.

Предполагая, что фазовый переход реализуется в соответствии с построением Максвелла, вычислены параметры фазового перехода и показано, что в рассмотренном нами варианте модели фазовый переход между адронным веществом и кварковым веществом происходит при достаточно высоких концентрациях  $n_B^H = 0.584$  фм<sup>-3</sup> и  $n_B^Q = 0.814$  фм<sup>-3</sup>.

При разных значениях центрального давления определены такие интегральные характеристики компактной звезды, как гравитационная масса  $M$ , радиус  $R$ , масса кварковой сердцевины  $M_{\text{core}}$  ее радиус  $R_{\text{core}}$ , момент инерции  $I$ , гравитационное красное смещение для фотонов из центра звезды  $Z_c$  и для фотонов из ее поверхности  $Z_s$ . Показано, что устойчивым гибридным звездам,

в рассмотренном нами варианте уравнения состояния, соответствует довольно узкий интервал значений центральной плотности  $\rho_c \in [1.71 : 1.73] \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$ . В нашей модели гибридные звезды находятся на одной ветви с нейтронными звездами, так что ветвь третьего семейства не образуется. Максимальное значение гравитационной массы устойчивой гибридной звезды, равное  $M_{\text{max}} = 2.05 M_{\odot}$ , достигается при центральной плотности  $\rho_m = 1.73 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$ . Полученный нами результат для максимальной массы гибридной звезды удовлетворяет критерию  $M_{\text{max}} > 2 M_{\odot}$ , в соответствии с наблюдательным результатом, свидетельствующим о существовании нейтронных звезд с массами порядка двух солнечных масс. Конфигурация с максимальной массой в нашем случае имеет кварковую сердцевину массой порядка  $M_{\text{core}} \approx 10^{-2} M_{\odot}$  и радиусом - порядка  $R_{\text{core}} \approx 0.6 \text{ км}$ .

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре теории волновых процессов и физики ЕГУ, финансируемой Государственным комитетом по науке Министерства образования и науки Республики Армения.

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

## HYBRID STARS IN THE FRAMEWORK OF THE LOCAL NAMBU-JONA-LASINIO MODEL FOR QUARK MATTER

G.B.ALAVERDYAN, Yu.L.VARTANYAN

The integral parameters of neutron stars are investigated by taking into account the hadron-quark phase transition, as a result of which in the central part of the star is formed quark matter core. To describe the quark matter, the local Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model is used. The thermodynamic characteristics of the hadronic matter are calculated within the framework of the extended version of the relativistic mean field (RMF) model, in which the contribution of the scalar-isovector  $\delta$ -meson effective field also taken into account. To determine the parameters of the phase transition, Maxwell's construction is applied. It is shown that in case of the equation of state considered by us a narrow central density interval,  $\rho_c \in [1.71 : 1.73] \cdot 10^{15} \text{ g/cm}^3$ , corresponds to stable hybrid stars. In our model, hybrid stars are on the same branch with neutron stars, so that a branch of the third family is not formed. For the maximum mass of a stable hybrid

star, the value  $M_{\text{max}} = 2.05 M_{\odot}$  is obtained. The maximum-mass configuration have a quark core with mass  $M_{\text{core}} \approx 10^{-3} M_{\odot}$  and radius  $R_{\text{core}} \approx 0.6$  km.

Key words: *Hybrid stars: maximum mass: quark matter: Nambu-Jona-Lasinio model: relativistic mean field model*

## ЛИТЕРАТУРА

1. N.Glendenning, Phys. Rev. D, **46**, 1274, 1992.
2. J.D.Walecka, Ann. Phys., **83**, 491, 1974.
3. B.D.Serot, J.D.Walecka, Int. J. Mod. Phys. E, **6**, 515, 1997.
4. Г.Б.Длавердян, *Астрофизика*, **52**, 147, 2009, (*Astrophysics*, **52**, 132, 2009).
5. G.B.Alaverdyan, *Research in Astron. Astrophys.*, **10**, 1255, 2010.
6. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson et al., Phys. Rev. D, **9**, 3471, 1974.
7. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio, Phys. Rev., **122**, 345, 1961.
8. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio, Phys. Rev., **124**, 246, 1961.
9. M.Buballa, Phys. Rep., **407**, 205, 2005.
10. U.Vogl, W.Weise, Prog. Part. Nucl. Phys., **27**, 195, 1991.
11. T.Hatsuda, T.Kunthiro, Phys. Rep., **247**, 221, 1994.
12. Г.Б.Длавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **46**, 445, 2003, (*Astrophysics*, **46**, 361, 2003).
13. Г.Б.Длавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **47**, 65, 2004, (*Astrophysics*, **47**, 52, 2004).
14. G.B.Alaverdyan, *Gravitation and Cosmology*, **15**, 5, 2009.
15. Г.Б.Длавердян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **60**, 617, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 563, 2017).
16. Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян и др., *Астрофизика*, **52**, 325, 2009, (*Astrophysics*, **52**, 300, 2009).
17. Ю.Л.Вартамян, Г.С.Аджян, А.К.Григорян и др., *Астрофизика*, **55**, 113, 2012, (*Astrophysics*, **55**, 98, 2012).
18. Г.С.Аджян, Ю.Л.Вартамян, *Астрофизика*, **60**, 605, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 553, 2017).
19. Ю.Л.Вартамян, А.К.Григорян, А.А.Шагинян, *Астрофизика*, **58**, 297, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 276, 2015).
20. P.Demorest, T.Pennucci et al., *Nature*, **467**, 1081, 2010.
21. J.Antoniadis et al., *Science*, **340**, 6131, 2013.
22. P.Rehberg, S.P.Klevansky, J.Hufner, Phys. Rev. C, **53**, 410, 1996.
23. G.'tHooft, Phys. Rev. Lett., **37**, 8, 1976.
24. G.Baym, H.Bethe, Ch.Pethick, Nucl. Phys. A, **175**, 255, 1971.

25. *J. Boguta, A.R. Bodmer*, Nucl. Phys. A, **292**, 413, 1977.
26. *B. Liu, V. Greco, V. Baran et al.*, Phys. Rev. C, **65**, 045201, 2002.
27. *W. Weise, G.E. Brown*, Phys. Lett. B, **58**, 300, 1975.
28. *G. Baym, S. Chin*, Phys. Lett. B, **62**, 241, 1976.
29. *A.B. Migdal, A.I. Chermoustan, I.N. Mishustin*, Phys. Lett. B, **83**, 158, 1979.
30. *J. Ellis, J. Kapusta, K.A. Olive*, Nucl. Phys. B, **348**, 345, 1991.
31. *З.Ф. Сеудов*, Астрофиз. ж., **15**, 347, 1971.
32. *R.C. Tolman*, Phys. Rev., **55**, 364, 1939.
33. *J.R. Oppenheimer, G.M. Volkoff*, Phys. Rev., **55**, 374, 1939.
34. *J.V. Hartle*, Astrophys. J., **150**, 1005, 1967.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С  
КВАРКОВЫМ ЯДРОМ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 11 июля 2018

Рассматривается механизм генерации магнитного поля гибридной нейтронной звезды, содержащей 2SC кварковую фазу. Предполагается, что в сверхпроводящей кварковой жидкости возникают S-вихри с квантованным моментом вращения. Увлечение заряженной кварковой жидкости в сверхтекучее движение вокруг S-вихря приводит к возникновению токов, генерирующих магнитное поле. Показано, что S-вихрь имеет магнитную структуру в виде кластера абрикосовских магнитных вихрей с квантованным потоком магнитного поля. Исследовано также распределение магнитной индукции в кварковом ядре нейтронной звезды.

**Ключевые слова:** гибридная звезда; кварки; сверхтекучесть и сверхпроводимость

**1. Введение.** Благодаря интенсивным наблюдениям за пульсарами и нейтронными звездами было собрано большое количество наблюдательного материала о магнитных свойствах этих звезд. Однако происхождение их магнитных полей до сих пор остается неизвестным. Первые оценки магнитного поля связаны с предположением, что наблюдаемое замедление вращения пульсаров связано с магнетодипольным излучением этой звезды. Оценки магнитных полей этим путем дают довольно широкий диапазон изменения его поверхностного значения - начиная от  $3 \cdot 10^8$  Гс для миллисекундных пульсаров до  $10^{11}$  Гс для магнетаров. Большинство нейтронных звезд наблюдаются как радиопулсары с магнитным полем порядка  $10^{12}$  Гс [1]. Наблюдаемые значения магнитного поля радиопулсаров можно объяснить сохранением его потока при образовании нейтронной звезды. Малые же значения магнитного поля миллисекундных пульсаров можно объяснить его уменьшением во время эволюции нейтронной звезды, т.е. в течение  $10^7$  лет. Магнитное поле магнетаров порядка  $10^{14}$ - $10^{15}$  Гс трудно объяснить в рамках предложенного механизма, так как необходимое количество звезд с высокими значениями магнитного поля, которые могут стать прародителями нейтронных звезд, недостаточно для объяснения наблюдаемого темпа рождения магнетаров.

Механизм генерации магнитного поля, основанный на сверхтекучести (нейтронов) и сверхпроводимости (протоны) ядерной фазы, был предложен в [2]. Из-за наличия сильного взаимодействия между нейтронами и протонами в адронной фазе нейтронной звезды сверхпроводящие протоны частично

увлекаются движением в нейтронных вихрях, что приводит к генерации магнитного поля. Таким образом, вращение звезды приводит к возникновению токов увлечения сверхпроводящих протонов, которые и генерируют магнитные поля порядка  $10^{12}$  Гс, значения которых лежат в районе ожидаемых значений магнитного поля радионейтронных звезд. Однако сверхсильные поля порядка  $10^{13}$ - $10^{14}$  Гс невозможно получить, если предположить, что ядро нейтронной звезды состоит из сверхтекучих и сверхпроводящих нуклонов, т.е. только из адронной фазы.

Для физики компактных звезд важным является предположение, что ядро такой звезды состоит из кварков, находящихся в разных фазах. Важным является и обстоятельство, что кварки в этих фазах могут находиться в сверхтекучем (CFL фаза) и сверхпроводящем (2SC фаза) состояниях [3-10].

В работах [4-10] было показано, что кварковое вещество может находиться в ядрах гибридных звезд, которые окружены "пре" фазой адронного вещества. Более того, при сравнительно небольших плотностях основным состоянием кварковой материи является 2SC фаза. При более высоких плотностях возможен переход кварковой материи в CFL фазу. 2SC фаза кварковой материи состоит из равного количества  $u$  и  $d$  кварков и электронов, которые компенсируют положительный заряд кварков [3]. CFL фаза состоит из равного количества  $u$ ,  $d$  и  $s$  (безмассовой) кварков и не содержит электронов.

Стабильные конфигурации гибридных звезд были рассмотрены в работах [7-10]. Согласно работе [10], в зависимости от параметров перехода адронной фазы в кварковую, а также перехода от 2SC в CFL фазу кварковой материи, могут существовать триплеты звезд с одинаковой массой, но с разными радиусами и внутренним строением звезд. Одним из компонентов триплета является нейтронная звезда гольфо с адронной фазой. Другой компонент состоит из кваркового ядра, находящегося в 2SC фазе, а третий - звезда, имеющая кварковое ядро в двух фазах - 2SC и CFL. Таким образом, теоретические модели компактных звезд показывают, что их ядра могут состоять из кварков, находящихся в сверхпроводящем 2SC и сверхтекучем CFL фазах.

Одна из важных проблем компактных звезд - показать, есть ли наблюдательные данные, которые подтверждают рассмотренные модели этих звезд. Цель настоящей работы - показать, что такая возможность есть. Действительно, если в рассмотренных моделях компактных звезд, в частности, в моделях с 2SC фазой кварковой материи можно генерировать сверхсильные магнитные поля порядка  $10^{14}$ - $10^{15}$  Гс, то эти звезды могут стать моделями наблюдаемых магнетаров. В разделе 2 получено уравнение Лондонов для 2SC фазы кваркового ядра гибридной звезды. Далее, в разделе 3 получены выражения для свободной энергии и потенциала Гиббса с учетом вращения звезды и

появляющихся токов из-за разницы поля скоростей кварковой материи и электронов. В разделе 4 найдена плотность абрикосовских вихрей в S-вихре кварковой материи. Приведены оценки средней магнитной индукции  $\bar{B}$  S-вихря. В разделе 5 получены средние поля скоростей кварковой материи и магнитная индукция в вихревой и безвихревой зоне звезды. Найден радиус  $R$  вихревой зоны. Наконец, в *Заключении* приводятся основные результаты данной работы, а также сравниваются некоторые наблюдательные данные с нашими результатами, которые подтверждают, что гибридные звезды с кварковым ядром могут быть хорошими моделями магнетаров.

2. *Уравнение Лондонов для 2SC фазы кварковой звезды.* Как было показано в работах [3-6], кварковая материя при высоких плотностях и низких температурах может находиться в двух возможных - сверхпроводящем и сверхтекучем состояниях, или так называемых 2SC и CFL фазах. В первой из них кварковые частицы заряжены зарядом  $e^*$ , а во второй они нейтральны. Для генерации магнитного поля интерес представляет кварковая фаза, где положительный заряд кварков компенсируется наличием отрицательно заряженного нормального электронного газа.

Предположим, что кварковое ядро нейтронной звезды находится в 2SC фазе. В звезде эта фаза окружена адронной оболочкой, называемой "pre" фазой. Все это находится внутри коры нейтронной звезды, которая состоит из атомных ядер и электронов. Вещество коры и адронной фазы находится в нормальном состоянии, и следовательно, при твердотельном вращении звезды имеют скорость  $\vec{v} = [\Omega \vec{r}]$ , где  $\Omega$  - угловая скорость вращения звезды.

Нормальная часть звезды, играющая роль сосуда, содержит сверхпроводящую кварковую 2SC фазу и электроны, которые компенсируют положительный заряд кварков и вращаются как нормальное вещество со скоростью  $\vec{v}_e = [\tilde{\Omega} \vec{r}]$ .

Рассмотрим задачу генерации магнитного поля в системе твердотельного вращения звезды, где электроны фактически покоятся.

Если кварковое ядро нейтрально (скажем, CFL фаза кварков), то вращение этой жидкости обеспечивается, как и в случае сверхтекучих нейтронов, так называемыми фейнмановскими вихрями, которые имеют квантованный момент количества движения. Плотность этих моментов обеспечивает циркуляцию скорости жидкости:

$$\text{rot } \vec{v} = \kappa \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \quad \kappa = \frac{\pi \hbar}{m^*}. \quad (1)$$

Здесь  $m^*$  - масса кварковой сверхтекучей частицы,  $\kappa$  - квант циркуляции,  $\vec{r}_i$  - координаты центров фейнмановских вихрей, а сумма берется по этим вихрям. Под знаком суммы стоит плотность этих вихрей, следовательно

$$n = \frac{|\text{rot} \vec{v}|}{\kappa} \quad (2)$$

где  $n$  - плотность фейнмановских вихрей, а  $\vec{v}$  - поле скоростей сверхтекучих кварковых частиц. Заметим, что уравнение (1) выражает закон сохранения момента количества движения при стационарном вращении, что естественно связано с наличием массы  $m^*$  у кварковой частицы.

Теперь предположим, что кварковое вещество состоит из сверхпроводящих кварков, находящихся в 2SC фазе. Тогда сверхпроводящая частица, кроме массы  $m^*$ , обладает зарядом  $e^*$ . Наличие заряда у частицы не может менять требование (1), выражающее закон сохранения момента количества движения сверхпроводящей жидкости. Следовательно, и для сверхпроводящей кварковой жидкости в 2SC фазе должно выполняться условие (1), но теперь в правой части этого уравнения стоит сумма так называемых S-вихрей, которые, как увидим ниже, отличаются от фейнмановских вихрей. Действительно, S-вихри, как и фейнмановские вихри, обеспечивают момент вращения сверхпроводящей жидкости, однако они отличаются от фейнмановских вихрей, так как обладают магнитной индукцией. Последнее связано с тем, что частицы сверхпроводящей жидкости обладают зарядом  $e^*$ , и следовательно, их движение может привести к возникновению магнитной индукции  $\vec{B}$ .

Таким образом, условию (1), которое определяет поле скоростей  $\vec{v}$ , нужно добавить уравнение, которое определяет поле вектора индукции  $\vec{B}$  в сверхпроводящем веществе. Это уравнение имеет простой вид:

$$\frac{e^*}{m^* c} \text{rot} \vec{A} = \frac{e^*}{m^* c} \vec{B} = \kappa \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (3)$$

В правой части этого уравнения суммирование проводится по так называемым абрикосовским вихрям, которые входят в уравнения Гинзбурга-Ландау. Кроме того, из уравнения (3) вытекает, что значение магнитной индукции  $\vec{B}$  в сверхпроводящей жидкости пропорционально плотности абрикосовских вихрей, и следовательно, невозможен поток магнитной индукции в сверхпроводящей жидкости без наличия абрикосовских вихрей. Как увидим ниже, магнитный поток может пройти через стволы S-вихрей, однако этот поток образуется только для того, чтобы компенсировать поток поля, созданный из-за вращения электронов, так как в системе покоящегося наблюдателя полный поток магнитного поля должен равняться нулю. Таким образом, магнитная индукция  $\vec{B}$ , входящая в уравнение (3), возникает из-за токов, которые образуются из-за разницы поля скоростей сверхтекучей жидкости и нормальных электронов.

Фактически, это есть новый источник возникновения магнитного поля, который сопровождается рождением новых S-вихрей, обеспечивающих вращение

сверхпроводящей жидкости. Итак, магнитная индукция  $\vec{B}$  генерируется внутри S-вихря в зависимости от распределения поля скоростей  $\vec{v}$  сверхпроводящей жидкости внутри S-вихря.

Вместо уравнения (3) можно получить уравнение, которое является суммой уравнений (1) и (3):

$$\text{rot } \vec{v} + \frac{e^*}{m^* c} \vec{B} = \kappa \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) - \kappa \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_i). \quad (4)$$

Легко видеть, что уравнение (4) можно получить так, как получено уравнение (1), для нейтральной жидкости. Последнее получено взятием циркуляции импульса частицы  $\vec{p} = m^* \vec{v}$  и приравниванием его плотности циркуляции вейнмановских вихрей.

Применяя этот метод для сверхпроводящей жидкости, нужно, учесть, что частица этой жидкости заряжена, следовательно вместо импульса частицы нужно брать обобщенный импульс, т.е.  $\vec{p} = m^* \vec{v} + \frac{e^*}{c} \vec{A}$  и его циркуляцию приравнять сумме плотностей S и абрикосовских вихрей, так как S-вихри могут содержать абрикосовские вихри. В результате получим уравнение (4).

Если учесть уравнение Максвелла

$$\text{rot } \vec{B} = \frac{4\pi e^*}{c m^*} \rho \vec{v}, \quad (5)$$

где  $\rho$  - плотность материи сверхтекучей жидкости, то уравнение (4) можно записать в виде:

$$\lambda^2 \text{rot rot } \vec{B} - \vec{B} = \Phi_0 \vec{z} \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) - \Phi_0 \vec{z} \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) - \frac{2m^* c}{e^*} \vec{\Omega}, \quad (6)$$

где

$$\Phi_0 = \frac{\pi h c}{e^*}, \quad \lambda^2 = \frac{(m^* c)^2}{4\pi e^{*2} \rho}. \quad (7)$$

Здесь  $\vec{z}$  - единичный вектор в направлении S и абрикосовских вихрей,  $\vec{r}_j$  и  $\vec{r}_i$  - координаты центров S и абрикосовских вихрей,  $\Phi_0$  - поток магнитного поля через стволы вихрей,  $h$  - постоянная Планка,  $\kappa$  - квант циркуляции сверхпроводящей жидкости, и наконец,  $\lambda$  - лондоновская длина проникновения магнитного поля.

Как видно из уравнения (6), вращение приводит к появлению постоянного лондоновского поля  $\vec{H} = -\frac{2m^* c}{e^*} \vec{\Omega}$ , которое фактически компенсирует поток магнитного поля по стволам S-вихрей. Это означает, что вращение не приводит к появлению магнитной индукции  $\vec{B}$ , пока нет причины возникновения абрикосовских вихрей. Если учесть, что

$$\frac{2m^2c}{e^2} \Omega = \Phi_0 \sum_i \delta(r-r_i) = 10^{-2} \text{ Гс}, \quad (8)$$

то при рассмотрении генерации магнитного поля в гибридных звездах этим полем можно пренебречь и провести исследования генерации магнитного поля в этих звездах в системе твердотельного вращения звезды, где электроны, как нормальное вещество, покоятся. Из сказанного также вытекает, что новое магнитное поле возникает в тех частях вращающейся звезды, где могут возникать абрикосовские вихри.

3. Свободная энергия  $F$  и потенциал Гиббса  $G$  сверхпроводящей жидкости. Свободная энергия сверхпроводящей жидкости имеет вид:

$$F = \frac{1}{2} \int \rho v^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int \vec{B}^2 dV. \quad (9)$$

Потенциал Гиббса  $G$  с учетом вращения звезды и наличия электрических токов имеет вид:

$$G = F - \Omega \vec{M} - \frac{1}{e} \int \vec{j} \vec{A} dV, \quad (10)$$

где  $\text{rot} \vec{H} = \vec{B}$ ,  $\vec{\Omega}$  - угловая скорость и  $\vec{M}$  - полный угловой момент вращения звезды. Используя уравнение (6), (9) и (10), потенциал Гиббса можно представить в виде:

$$G = \frac{1}{8\pi} \int [\vec{B}^2 + (\lambda \text{rot} \vec{B})^2] dV + \frac{1}{2} \int \rho (\vec{v} - [\vec{\Omega} \vec{r}])^2 dV - \frac{1}{4\pi} \int \vec{H} \vec{B} dV - \frac{1}{2} \int \rho \Omega^2 r^2 dV, \quad (11)$$

при этом входящее в (11)  $\vec{H}$  определяется из уравнения

$$\text{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} = \frac{4\pi}{c} \frac{\rho}{m^2} e^2 \vec{v}. \quad (12)$$

Найденное из решения уравнения (12)  $\vec{H}$  поможет нам определить те районы звезды, где распределения токов  $\vec{j}$  могут создавать абрикосовские вихри. Правило простое - для образования абрикосовских вихрей необходимо, чтобы его рождение сопровождалось уменьшением энергии системы. Как известно, для этого необходимо, чтобы  $\vec{H}(\vec{r})$ , полученное из решения уравнения (12), удовлетворяло условию  $H(\vec{r}) > H_{c1}$ , где  $H_{c1}$  - первое критическое поле сверхпроводящей жидкости второго рода.

Прежде всего необходимо определить область звезды, где можно ввести понятия непрерывной плотности  $n_1$  абрикосовских вихрей и  $n_2$  S-вихрей. Для этого необходимо, чтобы межвихревые расстояния этих вихрей были гораздо меньше по сравнению с характерными размерами их расположения. Во вращающейся звезде существуют два характеристических расстояния - радиус звезды  $R$  и размеры S-вихря  $b$ , которые, как увидим ниже, определяются

угловой скоростью звезды  $\Omega$ .

Как известно [11], для нейтральной сверхтекучей жидкости (скажем нейтронов) вся область звезды разбивается на две части - внутренняя область, где при  $b \ll R$  имеется развитая структура нейтронных вихрей с плотностью  $n_2 \gg 1$ , и внешняя область - безвихревая зона с плотностью  $n_2 = 0$ . Наличие второй компоненты сверхпроводящей жидкости (например, протонов) в вихревой зоне приводит к тому, что внутри каждого нейтронного вихря появляются "токи увлечения", генерирующие кластер протонных вихрей. Если межвихревое расстояние протонных вихрей  $d$  гораздо меньше размеров нейтронного вихря  $b$ , то внутри нейтронного вихря может появиться кластер протонных вихрей с плотностью  $n_1 \gg 1$ . Сверхпроводящие протоны в безвихревой зоне приводят к появлению мейснеровского тока, который блокирует распространение средней магнитной индукции вовнутрь этой зоны.

В случае заряженной сверхпроводящей жидкости, как и в случае нейтральной сверхтекучей жидкости, звезда имеет две части, отличные друг от друга. Во внутренней части (вихревая зона) из-за вращения появляются S-вихри, плотность которых  $n_2$  определяется угловой скоростью звезды  $\Omega$ . Как увидим ниже, расстояние между этими вихрями  $b \ll R$ , следовательно можно говорить о плотной сети S-вихрей с плотностью  $n_2 \gg 1$  в вихревой зоне звезды. В этой же зоне наличие заряженной сверхпроводящей жидкости приводит к появлению абрикосовских вихрей внутри S-вихря. Если расстояние  $d$  между абрикосовскими вихрями гораздо меньше  $b$ , то внутри S-вихря может появиться кластер абрикосовских вихрей с плотностью  $n_1 \gg 1$ .

Для нахождения средней плотности S-вихрей необходимо минимизировать следующее выражение потенциала Гиббса:

$$G_2 = G + \int n_2 \varepsilon_2 dV. \quad (13)$$

Для минимизации выражения (13) необходимо знать значение энергии  $\varepsilon_2$  отдельного S-вихря. Но так как токи внутри S-вихря генерируют кластер абрикосовских вихрей, то для определения  $\varepsilon_2$  сначала необходимо исследовать магнитную структуру S-вихря.

4. *Кластер абрикосовских вихрей внутри S-вихря.* Магнитная структура S-вихря задается плотностью распределения абрикосовских вихрей  $n_1$ . Для нахождения  $n_1$  необходимо минимизировать потенциал Гиббса

$$G_1 = G + \int n_1 \varepsilon_1 dV, \quad (14)$$

где  $\varepsilon_1$  - энергия абрикосовского вихря. Выражение для  $\varepsilon_1$  хорошо известно [11]:

$$\varepsilon_1 = \left( \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \left( \frac{\lambda}{\xi} \right), \quad (15)$$

где  $\Phi_0$  и  $\lambda$  определяются формулами (7), а  $\xi$  - размер ствола абрикосовского вихря. Магнитное поле, генерируемое токами заряженной жидкости:

$$J = \frac{e^*}{m^*} \rho \frac{\kappa}{2\pi r}, \quad (16)$$

определяется из уравнения (12). Абрикосовский вихрь и магнитное поле направлены параллельно оси S-вихря, при этом

$$H(r) = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln\left(\frac{b}{r}\right), \quad H(b) = 0, \quad (17)$$

где  $r$  - расстояние от ствола S-вихря. Условие  $\delta G_1 = 0$  при заданном  $b$ , с учетом уравнения (6), приводит к следующему уравнению для определения плотности абрикосовских вихрей:

$$\Phi_0(n_1 + 1) - H + \frac{4\pi}{\Phi_0} \varepsilon_1 = 0. \quad (18)$$

Так как

$$\frac{4\pi}{\Phi_0} \varepsilon_1 = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right) = H_{c1}, \quad (19)$$

где  $H_{c1}$  - критическое поле образования абрикосовских вихрей, то при  $n_1 \gg 1$  окончательно имеем:

$$n_1 = \frac{B}{\Phi_0} = \frac{H - H_{c1}}{\Phi_0}. \quad (20)$$

Как видно из (17) и (20), плотность абрикосовских вихрей максимальна у ствола S-вихря и уменьшается при удалении от него. Она превращается в ноль в точке, где  $H(r_1) = H_{c1}$ . Из этого условия имеем:

$$r_1 = b \left( \frac{\xi}{\lambda} \right). \quad (21)$$

Подсчитаем среднюю индукцию  $\bar{B}$  S-вихря. В случае цилиндрической симметрии она определяется следующим образом:

$$\bar{B} = \frac{1}{\pi b^2} \int_0^{r_1} (H - H_{c1}) 2\pi r dr. \quad (22)$$

Подставляя (17) и (19) в (22), и учитывая (21), получим:

$$\bar{B} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \left( \frac{\xi}{\lambda} \right)^2. \quad (23)$$

Как видно из (23), средняя магнитная индукция  $\bar{B}$  не зависит от радиуса S-вихря, и следовательно, для заданной сверхпроводящей жидкости она постоянна.

### 5. Средняя плотность S-вихрей и средняя магнитная индукция

звезды. Энергия S-вихря состоит из двух частей - энергии вращения сверхпроводящей жидкости вокруг центра S-вихря и его магнитной энергии. Они определяются из формулы (11) следующим образом:

$$\epsilon = \frac{1}{8\pi} \int \left[ \bar{B}^2 - (\bar{r} \cdot \text{rot} \bar{B})^2 \right] dV - \frac{1}{2} \int \rho (\bar{v} - [\Omega \bar{r}])^2 dV, \quad (24)$$

где

$$\bar{v} - [\Omega \bar{r}] = \frac{\kappa}{2\pi} \frac{1}{r}. \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24) и проводя интегрирование, для энергии единицы длины S-вихря получим следующее выражение:

$$\epsilon = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi b^2 + \rho \frac{\kappa^2}{4\pi} \ln \left( \frac{b}{a} \right), \quad (26)$$

где  $a$  - радиус ствола S-вихря.

Для определения средней плотности  $n_2$  распределения S-вихрей необходимо минимизировать потенциал Гиббса  $G_1$  (13), который напомним в следующем виде:

$$G_1 = \frac{1}{8\pi} \int \left[ \bar{B}^2 + (\bar{r} \cdot \text{rot} \bar{B})^2 \right] dV + \frac{1}{2} \int \rho (\bar{v} - [\Omega \bar{r}])^2 dV + \int \left[ \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \frac{1}{n_2(r)} + \rho \frac{\kappa^2}{4\pi} \ln \left( \frac{b}{a} \right) \right] n_2(r) dV - \frac{1}{4\pi} \int \bar{B} \bar{B} dV - \frac{1}{2} \int \rho \Omega^2 r^2 dV. \quad (27)$$

Здесь  $\bar{B}$  - постоянная и отлична от нуля только в вихревой зоне. Минимизируя (27) по  $\bar{B}$ , получим уравнение, определяющее индукцию магнитного поля  $\bar{B}$  звезды:

$$\lambda^2 \text{rot rot } \bar{B} - \bar{B} = \begin{cases} \bar{B}, & r < R, \\ 0, & R < r < R_1. \end{cases} \quad (28)$$

Здесь  $R$  - радиус нейтронной звезды. Вариация же этого потенциала (27) по  $n_2(r)$  дает

$$\delta G_1 = \int \rho \left\{ (v - \Omega r) - \frac{\kappa}{8\pi} \frac{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (vr) \right)}{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (vr)} \right\} \delta v dV,$$

где  $v$  - азимутальная компонента скорости сверхпроводящей жидкости  $\bar{v}(r)$ . Условие  $\delta G_1 = 0$  даст нам уравнение, определяющее гидродинамическую скорость сверхпроводящей жидкости:

$$(v - \Omega r) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) + \frac{\kappa}{8\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right) = 0, \quad (29)$$

и, согласно [11]:

$$n(r) = \frac{|\text{rot } v|}{\kappa} = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv). \quad (30)$$

Заметим, что несмотря на наличие у S-вихря магнитной структуры, уравнения (29) и (30), определяющие плотность S-вихрей сверхпроводящей жидкости, совпадают с уравнениями, определяющими плотность вихрей сверхтекучей жидкости. Последний результат есть следствие независимости средней магнитной индукции S-вихрей от его размеров.

6. *Размеры вихревой зоны S-вихрей.* Рассмотрим решение уравнений (28) и (29) в вихревой и безвихревой зонах звезды, т.е. эти решения в области  $r < R_1$  и  $R_1 \leq r < R$ .

Решение уравнения (28) в области  $r < R_1$  имеет постоянное значение  $\bar{B} = \bar{B} = \text{const}$ , а в области  $R_1 \leq r < R$  имеет вид:

$$\bar{B} = \frac{\bar{B}}{R} \frac{K_0(r/\lambda)}{K_0(R/\lambda)}.$$

Учитывая, что  $R$  и  $R_1$  гораздо больше  $\lambda$ , то решение уравнения (28) можно написать в следующем виде:

$$\bar{B}(r) = \begin{cases} \bar{B} = \text{const}, & r < R_1, \\ \frac{\bar{B}}{R} e^{-(r-R)/\lambda}, & R_1 \leq r < R. \end{cases} \quad (31)$$

Решение уравнения (29) также разное в вихревой и безвихревой зонах:

$$v = \Omega r, \quad \text{при } r < R_1, \\ v = \frac{\Omega R^2}{r}, \quad \text{при } R_1 \leq r < R. \quad (32)$$

Для определения радиуса  $R_1$  вихревой зоны необходимо найти свободную энергию  $F$  звезды, данную в таком виде:

$$F = \frac{1}{8\pi} \int (B^2 + (\lambda \text{rot } B)^2) dV + \frac{1}{2} \int \rho (v - \Omega r)^2 dV + \frac{1}{2} \int \rho \Omega^2 r^2 dV. \quad (33)$$

Подставляя решения (31) и (32) в (33) и проведя интегрирование, получим:

$$F = \left( \frac{1}{4} \bar{B}^2 - \kappa \rho \Omega \ln \left( \frac{b}{a} \right) \right) \frac{R^2}{2} + \pi \rho \Omega^2 R^4 \ln \left( \frac{R}{R_1} \right) + \pi \rho \frac{\Omega^2 R^4}{4} \left( \frac{R_1^2}{R^4} - 1 \right) - \pi \rho \Omega^2 R^2 (R^2 - R_1^2) - \pi \rho \frac{\Omega^2 R^4}{4}. \quad (34)$$

Значение  $R_1$  можно определить из минимума выражения  $F$  по  $R_1$ , т.е. из требования  $\partial F / \partial R_1 = 0$ . Это условие даст уравнения для определения  $R_1$ :

$$\frac{R}{R} - \frac{R}{R} = \left[ \frac{\bar{B}^2}{\rho} \frac{8\pi}{\Omega^2 R^2} + \frac{\kappa}{\pi \Omega R^2} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \right]^{-1/2} \quad (35)$$

Если обозначить  $x = R_1/R$ , то для нахождения  $x$  получим уравнение:

$$x^2 - 2ax - 1 = 0, \quad (36)$$

где

$$a = \frac{\frac{\bar{B}^2}{8\pi} + \frac{\kappa^2}{4\pi} \rho \ln\left(\frac{b}{a}\right) \frac{2\Omega}{\kappa}}{\rho \frac{\Omega^2 R^2}{2}} \quad (37)$$

есть отношение плотности энергии S-вихрей к плотности энергии вращения сверхпроводящей жидкости у поверхности звезды.

Рассмотрим для предельных случая значений величины  $a$ :  $a \ll 1$  и  $a \gg 1$ .

При  $a \ll 1$  решение уравнения (36) имеет вид  $x \approx 1 + \frac{a^2}{2} \approx 1$ , т.е. радиус вихревой зоны почти совпадает с радиусом сверхпроводящего ядра звезды. Этот случай реализуется в радиопульсарах, у которых  $\bar{B} \approx 10^{12}$  Гс,  $\Omega \approx 100$  с<sup>-1</sup>,  $\rho \approx 10^{14}$  г см<sup>-3</sup> и  $R \approx 10^6$  см. В противоположном случае  $a \gg 1$  решение уравнения (36) имеет вид  $x \approx 1/2a \ll 1$ , т.е. вихревая зона почти отсутствует. В магнетарах параметр  $a \approx 1$ , так как у них  $\bar{B} \approx 10^{14} - 10^{15}$  Гс,  $\Omega \approx 1$  с<sup>-1</sup>.

**7. Заключение.** Нами рассмотрена вихревая структура гибридной звезды, содержащая кварковую материю в 2SC фазе. Предполагается, что во вращающейся сверхпроводящей жидкости, как и в нейтронной сверхтекучей жидкости, возникают вращательные вихри с квантованным угловым моментом вращения - S-вихри. Так как кварковая жидкость заряжена, внутри S-вихря возникает кластер абрикосовских магнитных вихрей с квантованным потоком магнитного поля. Оценки средней магнитной индукции S-вихря и гибридной звезды, приведенные также в работе [12], дают значения, порядка магнитных полей магнетаров. Этот результат может указывать на наличие кварковой материи в недрах компактных звезд.

Ереванский государственный университет, Армения,

e-mail: dsedrak@ysu.am mhayrapetyan@ysu.am

MAGNETIC FIELD OF NEUTRON STAR  
WITH QUARK CORE

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

The mechanism of generation of magnetic field is considered in a hybrid neutron star with 2SC quark phase. It is supposed that S-vortices with quantized momentum of rotation arise in superconducting quark matter. Involvement of charged quarks in superfluid motion around S-vortices leads to electric currents, which generate magnetic field. It is shown that S-vortices have a magnetic structure in the form of a cluster of magnetic vortices with quantized magnetic flux. The distribution of magnetic field in the quark core of a hybrid star is also investigated.

Key words: *hybrid star; quarks; superfluidity and superconductivity*

## ЛИТЕРАТУРА

1. R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teoh et al., *Astron. J.*, **129**, 1993, 2005, *astro-ph/0412641*. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>.
2. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
3. D.Bailin, A.Love, *Phys. Rep.*, **107**, 325, 1984.
4. M.Alford, K.Rajagopal, F.Wilczek, *Nucl. Phys. B*, **537**, 443, 1999.
5. T.Schäfer, F.Wilczek, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3956, 1999.
6. T.Schäfer, *Nucl. Phys. B*, **575**, 269, 2000.
7. N.Ippolito, M.Ruggieri, D.Rischke, A.Sedrakian, F.Weber, *Phys. Rev. D*, **77**, 023004, 2008.
8. B.Knippel, A.Sedrakian, *Phys. Rev. D*, **79**, 083007, 2009.
9. N.S.Ayvazyan, G.Colucci, D.Rischke, A.Sedrakian, *Astron. Astrophys.*, **559**, A118, 2013.
10. M.G.Alford, A.Sedrakian, *Phys. Rev. Lett.*, **119**, 161104, 2017.
11. Д.М.Седраки, *Астрофизика*, **43**, 377, 2000, (*Astrophysics*, **43**, 275, 2000)
12. Д.М.Седраки, М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян, *Астрофизика*, **61**, 131, 2018, (*Astrophysics*, **61**, 113, 2018).

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГОРЯЧЕГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ УДЕРЖАНИИ НЕЙТРИНО

Г.С.АДЖЯН

Поступила 11 мая 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Определены уравнение состояния и композитный состав непрозрачного для нейтрино горячего странного кваркового вещества. Исследование основано на модели кваркового мешка МГ. Рассмотрены три разных варианта содержания лептонов в горячем кварковом веществе. Согласно первому варианту в веществе из лептонов присутствуют только  $e, \mu, \nu_e, \nu_\mu$ . Во втором варианте к этим лептонам добавлены  $\tau, \mu^+, \nu_e, \nu_\mu$ . А в третьем варианте в веществе присутствуют также  $\tau^+$  нейтрино и  $\tau^+$  антинейтрино и учтено явление нейтринных осцилляций. Численные расчеты выполнены для различных значений температуры и плотности лептонного заряда. Показано, что из-за присутствия нейтрино в горячем кварковом веществе ( $T \sim 10^9$  К) в зависимости от концентрации барионного заряда число  $u$  кварков на  $24 \pm 33\%$  и  $37 \pm 42\%$  больше, чем число  $d$  и  $s$  кварков соответственно. При учете нейтринных осцилляций эти параметры соответственно равны  $19 \pm 27\%$  и  $30 \pm 37\%$ . При отсутствии нейтрино количество  $d$  кварков, наоборот, меньше от числа  $u$  кварков на  $2 \pm 8\%$ . Показано, что при фиксированном значении концентрации барионного заряда, давление кваркового вещества сильно зависит от температуры. Эта зависимость особенно сильна при сравнительно низких плотностях. В отличие от этого давление при фиксированном значении плотности энергии слабо зависит от температуры.

**Ключевые слова:** горячее кварковое вещество; нейтрино; уравнение состояния

1. **Введение.** При сжатии разряженное вещество последовательно проходит через различные состояния. Вначале атомные электроны постепенно становятся свободными: образуется электронно-ядерная плазма. Потом происходят изменения с атомными ядрами до их полного разрушения: образуется барионное вещество (BM) (вещество внутри нейтронных звезд). Согласно современным представлениям, конечным состоянием этой цепочки является странное кварковое вещество (SQM) [1]. Весь этот путь вещество проходит только в недрах звезд. Характеристики вещества (давление, композитный состав и т.д.) до его перехода в BM зависят как от его первоначального химического состава, так и от предыстории сжатия. В отличие от этого BM и SQM после их образования быстро (за время порядка жизни нейтрона) становятся химически равновесными. Их композитный состав и давление определяются только концентрацией барионного заряда  $\mu$  и температурой  $T$ , т.е. вся предыстория сжатия "забывается". Именно последнее обстоятельство дает нам возможность однозначно определить физические характеристики BM или

SQM настолько, насколько позволяют наши сегодняшние знания.

При вспышке сверхновой звезды теоретически возможны рождение как нейтронной звезды (NS), так и странной кварковой звезды (SQS), либо черной дыры.

На многих стадиях эволюционного пути звездного вещества обильно рождаются нейтрино (за счет ядерных превращений, процесса нейтролизации атомных ядер и т.д.). Эти нейтрино беспрепятственно покидают звезду, унося с собой как энергию, так и лептонный заряд звезды.

Однако в жизни звезды могут быть этапы, когда характерное время сжатия  $\tau_c$  намного меньше времени установления  $\beta$ -равновесия  $\tau_\beta$ . Такая ситуация возникает, например, при коллапсе холодной звезды [2,3].

Предположим, что горячее кварковое вещество образовалось в результате вспышки сверхновой звезды. В конце имплозии ядра предсверхновой звезды за счет изменения гравитационной энергии температура ядра может достичь до  $\sim 10^{12}$  К ( $kT \approx 100$  МэВ). Время имплозии  $\tau_i$  порядка времени свободного падения  $\tau_G = \sqrt{R^3/GM}$ , где  $G$  - гравитационная постоянная,  $M$  и  $R$  - масса и радиус ядра до имплозии. Для  $M \approx 2M_\odot$ ,  $R \approx 5000$  км получим  $\tau_G \approx 0.4$  с. За такое короткое время ни атомные ядра, ни промежуточное барионное вещество звезды за счет реакции  $p+e \rightarrow n+\nu_e$  не успеют прийти в  $\beta$ -равновесное состояние. Равновесие по  $\beta$ -процессам установится уже после имплозии в новообразованном кварковом ядре. То есть, эти нейтрино рождаются тогда, когда плотность вещества уже выше ядерной. Средняя энергия нейтрино порядка  $kT \approx 100$  МэВ. Длина свободного пробега таких нейтрино в HSQM (hot SQM) намного меньше размеров сверхплотного ядра. Поэтому нейтрино не сразу покидают звезду, а с кварками и другими частицами образуют термодинамически равновесную систему. Хотя за очень короткое время нейтрино диффундируя покидают звезду, тем не менее наличие такого кратковременного этапа в жизни кварковой сердцевинки может играть решающую роль в будущей судьбе звезды. В [4] показано, что именно поглощение нейтрино в веществе над имплозирующим ядром может остановить коллапс звезды в черную дыру. О нейтринном излучении при вспышке сверхновой звезды можно ознакомиться в обзоре [5], посвященном сверхновой 1987А в Магеллановом облаке.

2. *Изменение лептонного заряда звезды.* Лептонный заряд звезды определяется ее массой и химическим составом. Это число может изменяться при истечении или аккреции вещества, а также с уходом нейтрино, которые образуются в звезде по разным каналам. Нейтрино и антинейтрино, которые рождаются при высоких температурах без изменения химического состава вещества (плазменные нейтрино, аннигиляция  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$  пар на нейтрино

и антинейтрино, URCA процессы и т.д.) в сумме имеют нулевой лептонный заряд. Поэтому, даже если они покидают звезду, это не меняет лептонный заряд звезды.

До имплозии железного ядра прелесверхновой звезды отношение плотности лептонного заряда к барионному в этом ядре равно  $\sim 26/56 \approx 0.46$ . Как было отмечено выше, процессы нейтронизации и установление  $\beta$ -равновесия в импонирующем ядре в основном происходят тогда, когда вещество уже непрозрачно для нейтрино. Поэтому в новообразованном кварковом веществе отношение лептонного и барионного зарядов будет такого же порядка.

**3. Постановка задачи.** Целью настоящей работы является определение уравнения состояния горячего кваркового вещества при удержании нейтрино. Уравнение состояния горячего кваркового вещества исследовано во многих работах, в частности в [6-9]. Эти работы основаны на модели кваркового мешка MIT [10,11] и выполнены без учета удержания нейтрино. В случае свободного ухода нейтрино во всех моделях кварковой материи физические параметры HSQM определяются исключительно значениями концентрации барионного заряда  $n$  и температуры  $T$ , а при наличии магнитного поля определяются и его индукцией  $B$  [12]. В случае удержания нейтрино к вышеупомянутым параметрам добавляются плотности электронного, мюонного и тау-лептонного зарядов ( $n_{eI}, n_{\mu I}, n_{\tau I}$ ). Уравнение состояния "чистого горячего нейтринного газа" рассмотрено в [13].

**4. Условия химического равновесия.** При удержании нейтрино в HSQM параметры термодинамически равновесного состояния определяются:

а) условиями  $\beta$ -равновесия между лептонами и кварками:

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e + \mu_{\nu_e}, \quad \mu_d = \mu_u + \mu_\mu + \mu_{\nu_\mu} \quad (1)$$

$$\mu_s = \mu_u + \mu_e + \mu_{\nu_e}, \quad \mu_s = \mu_u + \mu_\mu + \mu_{\nu_\mu}, \quad (2)$$

б) условием  $\beta$ -равновесия между электронами и  $\mu$ -мезонами:

$$\mu_\pi = \mu_e + \mu_{\nu_e} + \mu_{\nu_\mu}, \quad (3)$$

в) условиями сохранения барионного ( $n$ ), электронно-лептонного ( $n_{eI}$ ), мюонно-лептонного ( $n_{\mu I}$ ) и  $\tau$ -лептонного ( $n_{\tau I}$ ) зарядов, конечно, если не учитывать явление нейтринных осцилляций:

$$n = (n_u + n_d + n_s)/3, \quad (4)$$

$$n_{eI} = n_e + n_{\nu_e} - n_{\nu_\tau} - n_{\nu_\mu}, \quad (5)$$

$$n_{\mu I} = n_\mu + n_{\nu_\mu} - n_{\nu_\tau} - n_{\nu_e}, \quad (6)$$

$$n_{\tau I} = n_\tau - n_{\nu_\tau}. \quad (7)$$

d) условием электронейтральности:

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e + n_{e^+} - n_{\mu} + n_{\mu^+} = 0, \quad (8)$$

где  $\mu_i$  и  $n_i$  - химический потенциал и концентрации  $i$ -того типа частицы ( $i = u, d, s, e, \mu, e^+, \mu^+, \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu}, \bar{\nu}_{\mu}, \nu_{\tau}, \bar{\nu}_{\tau}$ ).

Условия  $\beta$ -равновесия между кварками и  $\mu$ -мезонами выполняются в силу (1)-(3).

**5. Роль нейтринных осцилляций.** Все лептонные заряды при каждом элементарном акте взаимодействия между частицами сохраняются в отдельности. Однако экспериментально доказано (Нобелевская премия по физике 2015г.), что любое нейтрино спонтанно меняет свой тип, что приводит к так называемому явлению нейтринных осцилляций. Такое превращение нейтрино связано с наличием массы у нейтрино и было предсказано еще в 1957г. Понтекорво [14]. В [15] показано, что даже безмассовые нейтрино, взаимодействуя со средой, могут приобрести массу и осциллировать (эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна).

Явление нейтринных осцилляций в сверхплотном горячем веществе будет осложнять кинетику процессов с участием нейтрино. При термодинамическом же равновесии системы в целом нейтринные осцилляции тоже будут в таком равновесном состоянии. Конечно, это имеет место только при удержании всех видов нейтрино.

При учете нейтринных осцилляций уравнения (5)-(7) заменяются одним общим законом сохранения суммарного лептонного заряда  $n_l$ ,

$$n_l = n_{e_l} + n_{\mu_l} + n_{\tau_l}. \quad (9)$$

В настоящей работе рассмотрены три варианта HSQM с удержанием нейтрино.

**Вариант V1:** В HSQM имеются  $u, d, s$  кварки, электроны, позитроны со своими нейтрино.

**Вариант V2:** К варианту V1 добавлены  $\mu^+$  мезоны со своими нейтрино.

**Вариант V3:** К варианту V2 добавлены  $\tau$  нейтрино и антинейтрино. нейтринные осцилляции учтены.

Вариант V0 без удержания нейтрино рассмотрен в [7-9], результаты которых здесь приводятся лишь для сравнения с результатами V1-V3.

В численных расчетах по V3 принято, что из-за нейтринных осцилляций все типы нейтрино имеют одинаковые химические потенциалы.

**6. Уравнения химического равновесия.** Здесь расчеты по определению композиционного состава и термодинамических характеристик HSQM с удержанием нейтрино выполнены на базе модели холодного кваркового вещества разрабо-

газной в МП. Согласно этой модели странное кварковое вещество является смесью  $u$ ,  $d$ ,  $s$  кварковых ферми газов. Причем, занимаемая ими область "наполнена" положительной энергией плотностью  $B = \text{const}$ . В области плотностей, которая реализуется в устойчивых нейтронных или кварковых звездах, ферми энергии кварков порядка  $\mu_0 = 300 - 700$  МэВ. Поэтому, при определении термодинамических параметров кваркового вещества массы  $u$  и  $d$  кварков игнорируются, а для  $s$  кварка она учитывается в приближении  $(m_s c^2 / \mu_0)$ . Соответствующие тепловые поправки учитываются в приближении  $(kT / \mu_0)^2$ , где  $m_s$  - масса  $s$  кварка,  $c$  - скорость света,  $k$  - постоянная Больцмана. По той же причине тяжелые кварки и  $\tau$  лептоны в рассмотренных здесь плотностях отсутствуют.

Для удобства представим уравнения термодинамического равновесия в безразмерных переменных

$$\left. \begin{aligned} X &= \mu_{0u} / \mu_0, \quad Y = \mu_{0d} / \mu_0, \quad Z_e = \mu_e / \mu_0, \quad Z_\mu = \mu_\mu / \mu_0, \\ V_e &= \mu_{\nu e} / \mu_0, \quad V_\mu = \mu_{\nu \mu} / \mu_0, \quad V_\tau = \mu_{\nu \tau} / \mu_0, \\ \alpha_s &= m_s c^2 / kT, \quad \alpha_\mu = m_\mu c^2 / kT, \quad \Theta = kT / \mu_0, \\ \beta_s &= m_s c^2 / \mu_0, \quad \beta_\mu = m_\mu c^2 / \mu_0, \\ \mu_0 &= (\pi^2 n)^{1/3}, \quad \mu_{0u} = (\pi^2 n_u)^{1/3}, \quad \mu_{0d} = (\pi^2 n_d)^{1/3} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где  $n$ ,  $n_u$  и  $n_d$  - концентрации барионного заряда,  $u$  и  $d$  кварков, соответственно, а  $m_s$  и  $m_\mu$  массы  $s$  кварка и мюона. Ниже формулы написаны в системе, где  $\hbar = c = k = 1$  ( $\hbar$  - постоянная Планка).

Уравнения (1)-(8) в переменных (10) примут вид:

$$Y - X - \frac{\pi^2}{3} \Theta^2 \left[ \frac{1}{Y} - \frac{1}{X} \right] = Z_e - V_e, \quad (11)$$

$$X^3 + Y^3 + Y^3 [1 - \beta_s^2 / Y^2]^{3/2} = 3, \quad (12)$$

$$X^3 - 1 = \Theta^3 \left[ \Psi_2 \left( 0, \frac{Z_e}{\Theta} \right) + \Psi_2 \left( \alpha_\mu, \frac{Z_\mu}{\Theta} \right) \right], \quad (13)$$

$$L_e = \Theta^3 \left[ \Psi_2 \left( 0, \frac{Z_e}{\Theta} \right) + \Psi_2 \left( 0, \frac{V_e}{\Theta} \right) / 2 \right], \quad (14)$$

$$L_\mu = \Theta^3 \left[ \Psi_2 \left( \alpha_\mu, \frac{Z_\mu}{\Theta} \right) + \Psi_2 \left( 0, \frac{V_\mu}{\Theta} \right) / 2 \right], \quad (15)$$

$$L_\tau = \Theta^3 \Psi_2 \left( 0, \frac{V_\tau}{\Theta} \right) / 2, \quad (16)$$

где  $L_e$ ,  $L_\mu$ ,  $L_\tau$  - электронный,  $\mu$ -мезонный и  $\tau$ -лептонный лептонные заряды, а

$$\Psi_n(\alpha, u) = F_n(\alpha, u) - (-1)^n F_n(\alpha, -u), \quad (17)$$

$$F_n(\alpha, u) = \int_0^{\infty} \frac{x^n dx}{1 + \exp\left(\sqrt{x^2 + \alpha^2} - u\right)} \quad (18)$$

Нейтрино только левоспиральные. По этой причине статистический вес  $g_\nu$  у нейтрино равен единице. С этим связаны коэффициенты  $1/2$  в уравнениях законов сохранения лептонных зарядов (13)-(15).

$F_n(\alpha, u)$  в общем случае (18) не выражаются через элементарные функции, однако при  $\alpha = 0$  [16] (ультрарелятивистский предел)

$$\Psi_2(0, u) = (u^3 + \pi^2 u/3), \quad \Psi_2(0, u) = u^4/4 + \frac{\pi^3}{2} u^2 + 7\pi^4/60. \quad (19)$$

Формулы (19) понадобятся для вычисления давлений и плотностей энергии электронов и нейтрино. При решении системы уравнений (11)-(16) и при вычислении давления и плотности энергии  $\mu$ -мезонов интегралы (18) вычисляются численно.

При решении задачи по варианту VI (в HSQM из лептонов присутствуют только электроны и электронные нейтрино) из (11)-(16) остаются только уравнения (11)-(14) без мюонного члена в (13). Если же задача решается по V2 (к V1 добавляются мюонные лептоны) из (11)-(16) исключается только уравнение (16). Так как в этом варианте нейтринные осцилляции не учитываются, то суммарный мюонный заряд  $L_\mu = 0$  (считается, что до образования кварков мюоны отсутствовали). По V3 сохраняется только суммарный лептонный заряд  $L = L_e + L_\mu + L_\tau$ . В приближении

$$\mu_{\nu_e} = \mu_{\nu_\mu} = \mu_\nu = \nu \mu_0, \quad (20)$$

которое может обеспечиваться нейтринными осцилляциями, уравнения (13)-(15) складываются и принимают следующий вид

$$L = \Theta^3 \left[ \Psi_2\left(0, \frac{Z_e}{\Theta}\right) + \Psi_2\left(\alpha_\mu, \frac{Z_\mu}{\Theta}\right) + 3\Psi_2\left(0, \frac{V}{\Theta}\right) / 2 \right]. \quad (21)$$

Формально, из-за нейтринных осцилляций все типы нейтрино в приближении (20) выступают как единая ферми-частица со статистическим весом  $g_\nu = 3$ . Из (3) следует, что при выполнении (20) электроны и мюоны имеют одинаковые химические потенциалы.

В (11)-(16) предполагалось, что нейтрино и антинейтрино имеют равные по величине и разные по знаку химические потенциалы. Следует отметить, что в материальной среде это справедливо, если длина свободного пробега

нейтрино по площади намного меньше длины свободного пробега по рассеянию [5].

7. *Результаты численных расчетов.* Для заданных значений плотности барионного заряда  $n$  и температуры  $T$  уравнения (10)–(16) решались численно. Расчеты выполнены для значений плотности лептонного заряда  $L = (0.01 \div 0.4)$ . А для массы странного кварка  $m_s$ , параметра мешка  $B$  и константы кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_s$  приняты значения 95 МэВ, 80 МэВ/Ф<sup>3</sup> и ноль, соответственно.

Количество электронов в холодном кварковом SQM на 5–7 порядков меньше, чем число кварков [11, 17]. При  $T = 10^{12}$  К это отношение увеличивается до 0.1 [9]. Для них справедливо ультрарелятивистское приближение (19).

7.1. *Композитный состав HSQM.* Без удержания нейтрино в приближении  $m_u = m_d = m_s = 0$  независимо от значения температуры, концентрации всех кварков равны ( $n_u = n_d = n_s$ ), равны также концентрации отдельных лептонов и соответствующих антилептонов:

$$n_e = n_{\bar{e}}, \quad n_\mu = n_{\bar{\mu}}, \quad n_{\nu_e} = n_{\bar{\nu}_e}, \quad n_{\nu_\mu} = n_{\bar{\nu}_\mu}, \quad n_{\nu_\tau} = n_{\bar{\nu}_\tau}.$$

При  $m_s \neq 0$  величины  $\Delta q = n_q/n - 1$ , где  $q = \{u, d, s\}$  показывают насколько

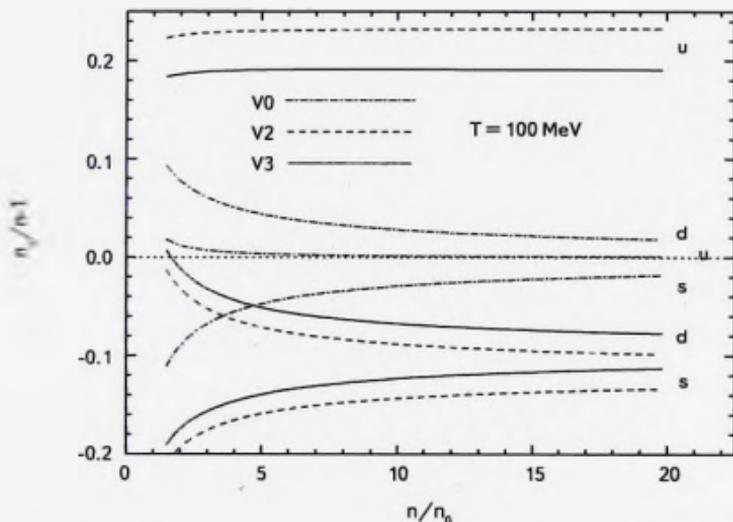


Рис. 1. Зависимость параметров  $n_q/n - 1$  ( $q = u, d, s$ ) от концентрации барионного заряда  $n/n_0$  при температуре  $kT = 100$  МэВ по вариантам V0, V2, V3.  $n_0 = 0.15$  Ф<sup>-3</sup> плотность нуклонов в атомном ядре.

система отклонена от симметричного состояния  $n_u = n_d = n_s$ . На рис.1 приведены зависимости этих параметров от плотности барионного заряда  $n$  для значений  $L = 0.4$  и  $T = 100$  МэВ по вариантам  $V2$  и  $V3$  (пунктирные и сплошные кривые) и по  $V0$  (кривые, точка, тире).

Результаты расчетов по  $V0$  совпадают с [8]. Как для  $V2$ , так и для  $V3$ ,  $\Delta n$  очень слабо зависит от плотности  $n$ .

Как и следовало ожидать, с ростом плотности барионного заряда  $n$  разность  $n_d - n_s$  уменьшается. Чем больше  $n$ , тем больше отношение  $\mu_s / m_s c^2$ . Поэтому роль массы странного кварка с увеличением  $n$  уменьшается и этот кварк становится похожим на  $d$  кварк. Независимо от температуры и наличия нейтрино в SQM всегда  $n_s > n_d$ .

Наличие нейтрино в SQM увеличивает асимметрию в концентрациях кварков. Из-за присутствия нейтрино в горячем кварковом веществе ( $T = 10^{12}$  К) в зависимости от концентрации барионного заряда  $n$  число  $u$  кварков на  $24 \pm 33\%$  и  $37 \pm 42\%$  больше, чем число  $d$  и  $s$  кварков, соответственно. При учете нейтринных осцилляций эти параметры соответственно равны  $19 \pm 27\%$  и  $30 \pm 37\%$ . При отсутствии нейтрино количество  $d$  кварков, наоборот, меньше от числа  $u$  кварков на  $2 \pm 8\%$ . При отсутствии нейтрино химическое равновесие между отдельными ароматами определяется химическим потенциалом электронов, а при наличии нейтрино определяется разностью потенциалов электронов и нейтрино. Несмотря на высокий химический потенциал

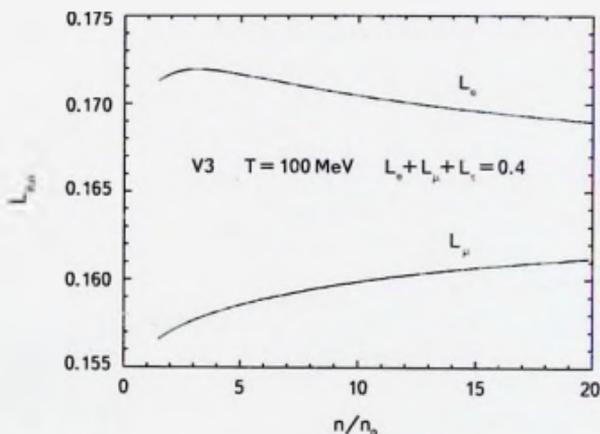


Рис.2. Зависимость электронного  $L_e = (n_e + n_{\nu_e} - n_{\nu_{\bar{e}}})/n$  и  $\mu$ -мезонного  $L_\mu = (n_\mu + n_{\nu_\mu} - n_{\nu_{\bar{\mu}}})/n$  лептонных зарядов от концентрации барионного заряда  $n/n_0$  при температуре  $kT = 100$  МэВ с учетом нейтринных осцилляций (вариант  $V3$ ).  $n_0 = 0.15 \Phi^3$  плотность нуклонов в атомном ядре.

электронов, наличие нейтрино в SQM, закон сохранения лептонного заряда и требование электронейтральности затрудняют превращение  $u$  кварков в  $d$  или  $s$  кварки по реакциям  $u + e \rightarrow d + \nu_e$  и  $u + e \rightarrow s + \nu_e$ . Несмотря на то, что часть лептонного заряда при сжатии вещества перекачивается в нейтринную компоненту (см. рис.2), количество электронов все равно оказывается на несколько порядков больше, чем при отсутствии нейтрино (при несохранении лептонного заряда в SQM).

На рис.2 приведены зависимости плотностей электронных ( $L_e = (n_e - n_{\nu_e} + n_{\nu_e} - n_{\nu_e})/n$ ) и мюонных ( $L_\mu = (n_\mu - n_{\nu_\mu} - n_{\nu_\mu} - n_{\nu_\mu})/n$ ) лептонных зарядов от плотности барионного заряда при температуре  $T = 100 \text{ МэВ}$ .

Как было отмечено выше, с возрастанием плотности барионного заряда  $n$  разница между  $d$  и  $s$  кварками постепенно исчезает. В варианте  $V3$  ситуация с электронами и мюонами такая же. Осцилляции нейтрино приводят к равенству химических потенциалов этих частиц. Поэтому с увеличением отношения  $\mu_\mu/m_\mu c^2$ , разница в свойствах между электронами и мюонами уменьшается. Это хорошо видно на рис.2. Расчеты показывают, что с увеличением  $n$  количество позитронов и антимюезонов при  $V3$  резко уменьшается.

Распределение лептонного заряда по отдельным лептонам сильно зависит от того, учтены ли нейтринные осцилляции. Соответствующие результаты и их анализ будут опубликованы в другой статье.

**7.2. Уравнение состояния HSQM.** Давление HSQM обусловлено давлением квазивыврожденных кварков  $P_Q$ , давлением вакуума -  $B$ , давлением лептонов и антилептонов  $P_l$ :  $P = P_Q - B + P_l$ . Давление кварков вычислено в первом приближении по  $(kT/\mu_0)^2$  и  $(m_s c^2/\mu_0)^3$ , согласно [16]. Давления электрон-позитронных и нейтрино-антинейтринных пар вычислены точно с помощью (19). Из-за отсутствия подходящих приближений для  $\mu$ -мезонов ( $m_\mu c^2 - kT$ ), давление и энергия этих частиц вычислены численным интегрированием точных интегральных выражений типа (18) [16].

Легко показать, что давление тепловых фотонов в HSQM более чем  $(\mu_0/kT)^2 \gg 1$  раза меньше тепловых поправок к давлению кварков. Поэтому давление фотонов здесь не учитывается.

На рис.3 с учетом нейтринных осцилляций показана зависимость давления HSQM от концентрации барионного заряда  $n$  для изотерм  $k_T = \{40; 60; 80; 100\} \text{ МэВ}$  при плотности лептонного заряда  $l = 0.4n$ . Результаты при  $T = 0$  соответствуют состоянию без нейтрино.

Сразу отметим, что в отличие от композитного состава лептонов, давление HSQM  $P = P(n, T)$  гораздо сильнее зависит от температуры, чем от выбора варианта ( $V1, V2, V3$ ) и от численного значения плотности лептонного заряда. Это обусловлено тем, что лептонная часть давления  $P_l$  намного меньше

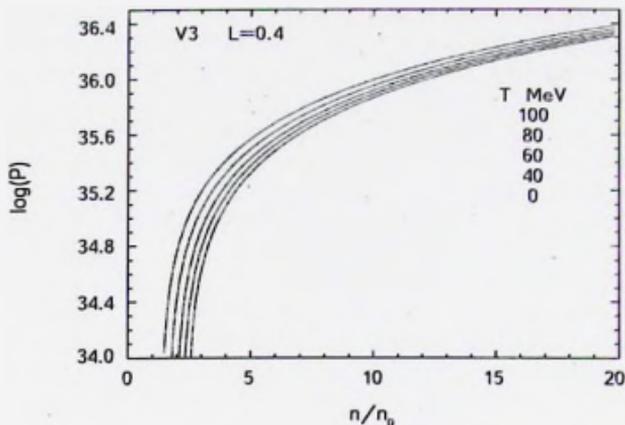


Рис.3. Зависимость давления HSQM от концентрации барионного заряда  $n/n$  при  $kT = \{0, 40; 60; 80; 100\}$  МэВ и  $L = 0.4$  с учетом нейтринных осцилляций.  $n_0 = 0.15$  Ф — плотность нуклонов в атомном ядре.

давления кварков  $P_Q$ . Роль лептонной составляющей является решающей при сравнительно низких плотностях, когда  $P_Q \approx B$ .

На рис.4 с учетом нейтринных осцилляций для значений температуры HSQM  $kT = \{40; 60; 80; 100\}$  МэВ и  $L = 0.4$  приведена зависимость отношения

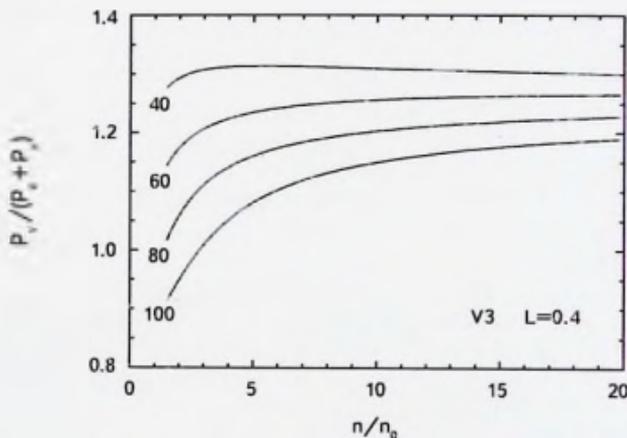


Рис.4. Зависимость отношения  $P_Q / (P_Q + P_L)$  от плотности барионного заряда  $n/n$ , для  $kT = \{40; 60; 80; 100\}$  МэВ и  $L = 0.4$  с учетом нейтринных осцилляций.  $n_0 = 0.15$  Ф — плотность нуклонов в атомном ядре.

$P = P_e + P_\mu + P_\nu$ ) от концентрации барионного заряда  $n$ , где  $P_e$ ,  $P_\mu$  и  $P_\nu$  — давления всех типов нейтрино и антинейтрино, электрон-позитронных и мюон-антимюонных пар, соответственно. Вклад нейтрино в общее давление больше, чем вклад электронов и  $\mu$ -мезонов вместе взятых.

7.3. Уравнение состояния HSQM в виде  $P = P(\rho, T)$ . Как следует из рис.3 давление HSQM при фиксированной концентрации кварков от температуры  $T$  зависит достаточно сильно. Эта зависимость особенно сильна при концентрациях, когда  $P_Q - B \ll P_Q$ .

Для физики сверхплотных небесных тел немаловажный интерес представляет уравнение состояния в виде  $P = P(\epsilon, T)$ . Это обусловлено тем, что в дифференциальное уравнение механического равновесия этих объектов (уравнение TOV) входят только давление и плотность полной энергии  $\epsilon$ . В рассматриваемом случае связь между  $P$ ,  $\epsilon$  и  $T$  можно представить в виде

$$\epsilon = 3P + B + \Delta\epsilon, \tag{22}$$

где  $\Delta\epsilon$  зависит от концентрации барионного заряда  $n$  и температуры  $T$ .

Наличие  $\Delta\epsilon$  в (22) обусловлено ненулевыми массами  $s$  кварка и  $\mu$ -мезона. Зависимость  $\Delta\epsilon/\epsilon$  от плотности  $\rho = \epsilon c^2$  для различных значений температуры показана на рис.5. Кривая для  $T=0$  соответствует полному отсутствию нейтрино в SQM. Кривые же для горячей SQM построены с учетом нейтринных осцилляций. Видно, что чем выше температура и плотность HSQM, тем меньше отклонение уравнения состояния от вида  $\epsilon = 3P + B$ , которое соответствует приближению  $m_s = 0$ ,  $m_\mu = 0$ . Действительно, чем

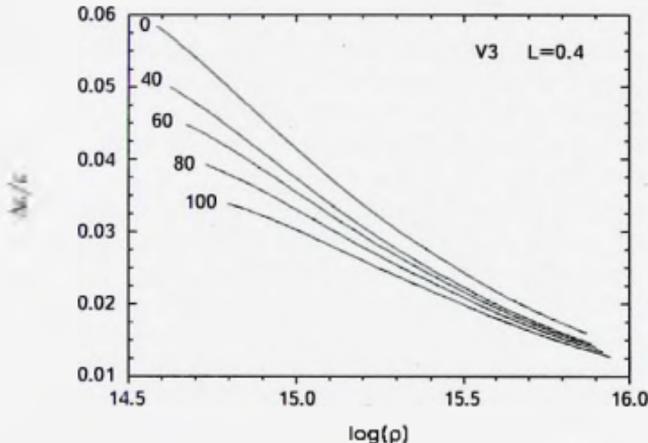


Рис.5. Зависимость относительного отклонения  $\Delta\epsilon/\epsilon = (\epsilon - 3P - B)/\epsilon$  от плотности  $\rho = \epsilon c^2$  для  $kT = \{0, 40; 60; 80; 100\}$  МэВ и  $L = 0.4$  с учетом нейтринных осцилляций.

выше плотность и температура HSQM, тем ближе она к ультрарелятивистскому состоянию, когда роль массы частицы исчезает. Как показано в [8], малость  $\Delta\epsilon/\epsilon$  приводит к тому, что на плотности масса-центральной плотности горячие кварковые звезды заполняют очень узкую, шириной  $\sim 0.04 M_{\odot}$ , полосу над серией холодных кварковых звезд.

**8. Критические замечания.** Уравнение состояния HSQM в настоящей работе найдено на основе феноменологической модели кваркового мешка MIT. По сравнению с ней модель NJL [18] для кваркового вещества является более последовательной. Она основана на фундаментальных принципах физики элементарных частиц, хотя тоже является феноменологической теорией. Было бы желательно определить уравнение состояния HSQM с удержанием нейтрино на основе модели NJL. Однако для холодного кваркового вещества, даже при отсутствии нейтрино, решение задачи на основе этой модели - достаточно трудоемкая задача. Простота идеи модели мешка MIT дает возможность сравнительно легче, чем по модели NJL, найти уравнение состояния HSQM и определить роль присутствия нейтрино в ней.

При решении задачи здесь не учтена роль наличия сверхтекучего состояния в HSQM [11]. Учет этого явления приведет к поправкам в парциальном давлении кварков  $P_q$ . Влияние этого явления на лептонную компоненту будет косвенным, что приведет к более высоким по порядку малости поправкам.

Независимо от того, по какой модели кваркового вещества будут определены уравнение состояния и термодинамические свойства HSQM при удержании нейтрино, вопрос реализации и время жизни такого состояния в природе ( $kT \approx 100$  МэВ) всегда будет актуальным. Вспышка сверхновой звезды как возможный путь образования такого состояния здесь уже упоминалась. Такое может происходить и при слиянии двух сверхплотных небесных тел. Это удивительно, но реально. В лабораторных условиях такое состояние вещества может возникнуть и при соударении двух атомных ядер, ускоренных до высоких энергий.

Автор выражает благодарность профессору Ю.Л.Вартаняну и доценту Г.Б.Алавердяну, а также участникам научного семинара кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждение результатов представленной работы.

Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории физики сверхплотных звезд при кафедре теории волновых процессов и физики ЕГУ, финансируемой Государственным комитетом по науке Министерства образования и науки Республики Армения.

EQUATION OF STATE OF THE HOT QUARK  
MATTER WITH NEUTRINO RETENTION

G.S.HAJYAN

The equation of state and the composite composition of a hot strange quark matter opaque to neutrinos are determined. The study is based on the MIT quark bag model. Three different variants of lepton content in hot quark matter are considered. According to the first variant, from leptons only  $e^-$ ,  $e^+$ ,  $\nu_e$ ,  $\bar{\nu}_e$  are present in the matter. In the second variant,  $\mu^-$ ,  $\mu^+$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$  are added to these leptons. And in the third variant,  $\tau^-$ -neutrino and  $\tau^+$ -antineutrino are also present in the matter and the phenomenon of neutrino oscillations is taken into account. The numerical calculations are performed for different values of the temperature and the density of the lepton charge. It is shown that due to the presence of neutrinos in the hot quark matter ( $T \sim 10^{12}$  K), depending of the baryon charge concentration, the number of  $u$  quarks is  $24 \div 33\%$  and  $37 \div 42\%$  larger than the number of  $d$  and  $s$  quarks respectively. When neutrino oscillations are taken into account, these parameters are equal to  $19 \div 27\%$  and  $30 \div 37\%$  respectively. In the absence of neutrinos, the number of  $u$  quarks, on the contrary, is less than the number of  $d$  quarks by  $2 \div 8\%$ . It is shown that for a fixed value of the baryon charge concentration the pressure of the quark matter strongly depends on the temperature. This dependence is particularly strong at the comparatively low densities. In contrast, at a fixed value of the energy density the pressure weakly depends on the temperature.

Key words: *hot quark matter; neutrino; equation of state*

## ЛИТЕРАТУРА

1. E.Witten, Phys. Rev. D, 30, 272, 1984.
2. Я.Б.Зельдович, О.Х.Гусейнов, ДАН СССР, 162, 791, 1965.
3. Я.Б.Зельдович, О.Х.Гусейнов, Письма ЖЭТФ, 1(4), 11, 1965.
4. Л.И.Иванова, В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, Науч. Инф. Астрон. Совета АН СССР, 1969, 13, 3.
5. В.С.Имшенник, Д.К.Надежин, УФН, 156, 561, 1988.
6. G.H.Bordbar, A.Doostforush, A.Zamani, Astrophysics, 54, 277, 2011 (arxiv, 1103, 2436v1).
7. A.G.Alaverdyan, G.S.Hajyan, Journal of Physics: Conference Series, 496,

012005, 2014.

8. *Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян*, *Астрофизика*, **57**, 601, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 559, 2014).
9. *A.G.Alaverdyan*, *Proceedings of the Yerevan State University*, **3**, 6, 2016.
10. *A.Chodas et al.*, *Phys. Rev. D*, **9**, 3471, 1974.
11. *N.K.Glendenning*, *Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity*, Berkeley, California: Springer, 1996.
12. *G.H.Bordbar, A.R.Peivand*, *Research in Astron. Astrophys*, **11**, 851, 2011.
13. *V.Kuchowicz*, *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci Mat., Astr. et Phys.*, **11**, 317, 1963.
14. *Б.Полтекорово*, *ЖЭТФ*, **33**, 549, 1957, *ЖЭТФ*, **34**, 247, 1957.
15. *С.П.Мухеев, А.Ю.Смирнов*, *Ядерная физика*, **42**,(6), 1441, 1985.
16. *G.S.Bisnovatyi-Kogan*, *Physical Problems of The Theory of Stellar Evolution*, M., Nauka, 1989 (in russian)
17. *Ю.Л.Вартанян, Ш.Р.Меликян, А.А.Шагинян*, *Астрофизика*, **55**, 473, 2012, (*Astrophysics*, **55**, 429, 2012).
18. *M.Buballa*, *Phys. Rep.*, **407**, 205, 2005.

РЕШЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ  
АМБАРЦУМЯНА ДЛЯ ПЛОСКОЙ СРЕДЫ КОНЕЧНОЙ  
ТОЛЩИНЫ ЧИСЛЕННЫМИ МЕТОДАМИ

Г.А. АРУТЮНЯН, О.А. ПОГОСЯН

Поступила 8 августа 2018

Численно реализован алгоритм решения функциональных уравнений Амбарцумяна, полученных для конечного слоя. Вычисления выполнены в частном случае перераспределения излучения по частотам. Для этой цели программа сначала вычисляет узлы полиномов Эрмита и соответствующие веса, используя при этом пакет программ, работающих с большим количеством значащих цифр. Исследовано влияние количества узлов квадратуры, а также оптической толщины слоя и значения вероятности выживания фотона на окончательный результат решения уравнений. В качестве иллюстрации результаты расчетов приведены в виде графиков и таблиц.

**Ключевые слова:** *Перенос излучения; Принцип инвариантности; перераспределение по частотам; численные методы*

**1. Введение.** Полученные применением принципа инвариантности Амбарцумяна функциональные уравнения существенно облегчили процедуру численного решения соответствующих задач теории переноса [1,2]. В оригинальных работах была рассмотрена задача теории переноса излучения в мутной среде при когерентном рассеянии. Причем в работе [2], которая посвящена решению задачи диффузного отражения излучения от полубесконечной атмосферы, приведены соответствующие решения той же задачи и для плоскопараллельного конечного слоя. Если в первом случае при изотропном рассеянии задача приводится к определению одной вспомогательной функции Амбарцумяна, то во втором случае, при тех же условиях, решается система из двух уравнений. Причем второе уравнение, учитывающее конечность толщины рассеивающей среды, обладает ядром с мнимой сингулярностью, что существенным образом осложняет численное решение этих уравнений.

В дальнейшем предложенный Амбарцумяном метод был применен многими авторами для решения широкого класса задач [3-8]. Западными исследователями более известны работы Чандрасекара (см. [3]), в которых он ссылается на оригинальную работу Амбарцумяна. И хотя Чандрасекар получил одни и те же вспомогательные функции, что и Амбарцумян, в иностранной литературе эти функции называются функциями Чандрасекара.

Знание указанных функций, представляющих решения задачи отражения излучения от среды и пропускания через нее, очень важно, поскольку с их помощью достаточно легко могут быть получены решения целого класса задач теории переноса излучения в данной среде [7-12]. На наш взгляд, именно это обстоятельство делает важной разработку методов решения уравнений Амбарцумяна. В настоящей работе мы детально опишем процедуру численного решения уравнений Амбарцумяна, полученных для одномерного слоя, когда при акте рассеяния происходит изменение частоты фотона, а также приведем результаты численных расчетов.

**2. Уравнения Амбарцумяна при перераспределении по частотам в линии.** С помощью Принципа инвариантности можно получить уравнения для функций отражения и пропускания при общих законах перераспределения излучения по частотам при элементарном акте рассеяния. Если при этом усредненная по углам функция перераспределения задается в виде билинейной суммы

$$r(x', x) = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \alpha_k(x') \alpha_k(x), \quad (1)$$

где  $x'(\tau)$  представляет собой безразмерную частоту фотона до (после) рассеяния, а функции  $\alpha_k(x)$  подбираются в зависимости от вида функции перераспределения  $r(x', x)$ , то получаем следующую систему функциональных уравнений [12]:

$$\varphi_k(\tau, x) = \alpha_k(x) + \int_0^{\tau} \rho(\tau, x', x) \alpha_k(x') dx', \quad (2)$$

$$\psi_k(\tau, x) = \alpha_k(x) \exp[-v(x)\tau] + \int_0^{\tau} \sigma(\tau, x', x) \alpha_k(x') dx'. \quad (3)$$

Фигурирующие в уравнениях (2)-(3) функции  $\varphi_k(\tau, x)$  и  $\psi_k(\tau, x)$  называются функциями Амбарцумяна, которые зависят от оптической толщины  $\tau$  данного плоскопараллельного слоя,  $v(x) = \alpha(x) + \beta$ , где  $\alpha(x)$  - контур коэффициента поглощения, а параметр  $\beta$  является отношением коэффициентов поглощения в непрерывном спектре и в центре линии. Функции отражения  $\rho(x', x)$  и пропускания  $\sigma(x', x)$ , показывающие вероятность, соответственно, процессов, что фотон частоты  $x'$ , падающий на границу плоской одномерной среды толщины  $\tau$ , после многократных рассеяний будет отражен от нее или пропущен через эту среду и выйдет из нее в интервале частот  $(x, x+dx)$ , выражаются через функции Амбарцумяна следующим образом:

$$\rho(\tau, x', x) = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=0}^{\infty} A_k \frac{\varphi_k(\tau, x') \varphi_k(\tau, x) - \psi_k(\tau, x') \psi_k(\tau, x)}{v(x) + v(x')}, \quad (4)$$

$$r(\tau, x', x) = \frac{\lambda}{2} \sum_{k=0}^{\infty} A_k \frac{\sigma_k(\tau, x') \psi_k(\tau, x) - \psi_k(\tau, x') \sigma_k(\tau, x)}{v(x) - v(x')}. \quad (5)$$

где параметр  $\lambda$  показывает вероятность выживания кванта при однократном акте рассеяния.

Понятно, что интегрированием соотношения (4) и (5) по всем частотам  $x'$ , мы получим контуры линий отражения и пропускания при падении на границу слоя излучения единичной интенсивности:

$$R(\tau, x) = \int \rho(\tau, x', x) dx' \quad (6)$$

и

$$T(\tau, x) = \int \sigma(\tau, x', x) dx'. \quad (7)$$

Для расчета контуров с учетом другого спектрального распределения излучения, естественно, следует вычислить интеграл произведения интенсивности и функций отражения или пропускания.

Именно в соотношении (5) при численных расчетах возникает неопределенность типа 0/0, когда  $x = x'$ . Вообще говоря, функция пропускания  $\sigma(x', x)$  является непрерывной и гладкой, не показывает сингулярностей или разрывов. Сказанное легко может быть проверено при однократном рассеянии, когда

$$\varphi_k^0(\tau, x) = \alpha_k(x), \quad \psi_k^0(\tau, x) = \alpha_k(x) \exp[-v(x)\tau].$$

мы легко получаем

$$\lim_{x' \rightarrow x} \sigma^0(x', x) = \frac{\lambda \tau}{2} \exp[-v(x)\tau] \sum_{k=0}^{\infty} A_k \alpha_k^2(x) = \frac{\lambda \tau}{2} r(x, x) \exp[-v(x)\tau],$$

что доказывает вышесказанное о поведении функции отражения.

Однако совершить такой же предельный переход для следующих итераций не получается и поэтому при численных расчетах при равенстве аргументов под знаком интеграла остается непреодолимая 0/0 неопределенность. Одним из авторов настоящей работы ранее была предложена численная процедура, которая устраняет данную вычислительную трудность [10]. Для этого предлагалось при численных расчетах использовать не одну сетку точек определения искоемых функций  $\{x_i\}$ , а сразу две сетки  $\{x_i\}$  и  $\{x'_j\}$ , причем сделать это таким образом, чтобы  $x_i \neq x'_j$ , при любых значениях индексов  $i$  и  $j$ , а для всего интервала значений бы выполнялось бы неравенство  $x_i < x'_j < x_{i+1}$ . Правда, при таком выборе аргументов возникает необходимость определения всех функций параллельно во всех точках, что, естественно, увеличивает объем численных расчетов.

С другой стороны, целесообразная замена интегралов в соотношениях (2)-

(3) квадратурами прямо зависит от свойств функций  $\alpha_k(x)$ . В том случае, когда уширение спектральной линии происходит исключительно благодаря доплеровскому смещению частоты квантов вследствие теплового движения рассеивающих атомов, профиль коэффициента поглощения задается экспонентой

$$\alpha(x) = \exp(-x^2), \quad (8)$$

а соответствующие вспомогательные функции  $\alpha_k(x)$  являются четными производными  $\alpha(x)$ , умноженные на некоторые нормировочные коэффициенты

$$\alpha_k(x) = \left[ \pi^{1/4} 2^k \sqrt{(2k)!} \right]^{-1} \frac{d^{2k}}{dx^{2k}} \alpha(x). \quad (9)$$

Легко проверить, что функции  $\alpha_k(x)$  составляют полную систему ортонормированных функций с весом  $\exp(-x^2)$ . По сути они являются нормированными функциями Эрмита.

В данном случае при интегрировании достаточно хороший результат обеспечивает замена интегралов гауссовыми квадратурами, в которых в качестве нулей и весов используются нули и соответствующие веса полиномов Эрмита. Вопрос о точности такой замены вкратце рассмотрен в работе [13], но этот вопрос, а также проблемы, связанные с вычислением необходимых нулей и весов, мы обсудим также в следующем разделе настоящей работы.

При других функциях перераспределения чаще всего в качестве контура коэффициента поглощения фигурирует функция Фойгта

$$\alpha(x) = U(x, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{(x-t)^2 + a^2} dt, \quad (10)$$

где параметр  $a$  характеризует полуширину линии, обусловленную отличиями от доплеровского механизма причинами. Функция, которая задается формулой (10), в центре линии мало отличается от экспоненты (8), но в крыльях линии имеет совершенно другое поведение падая согласно степенному закону  $x^{-2}$  и поэтому при интегрировании требует соответствующего подхода. Отметим также что функции  $\alpha_k(x)$ , которые в данном случае зависят также от параметра  $a$ , определяются одним и тем же соотношением (9), но, в отличие от предыдущего случая, не составляют ортонормированную систему (см., например, [14.15]).

**3. Вычисление нулей полиномов Эрмита и соответствующих весов.** Вычисление нулей любого полинома с высокой точностью является не очень простой задачей. Это тем более справедливо для полиномов, которые определены в бесконечном интервале, как, например, полиномы Эрмита или Лагерра. Дело в том, что эти функции могут принимать сколь угодно большие значения и при расчетах любыми алгоритмами возникает необходимость суммирования членов, отличающихся многими порядками. Если соответ-

вующие расчеты производятся с обычной или даже двойной машинной точностью представления чисел, то могут быть получены заведомо неправильные значения. Для полиномов, например, Лежандра нет подобного рода опасностей. Поэтому в любой справочной литературе численные значения для узлов приводятся для полиномов Лежандра достаточно высоких порядков, тогда как для же величины для полиномов Лагерра или Эрмита можно найти лишь для не очень высокого порядка (см., например, [15]).

Для преодоления указанных трудностей машинных вычислений, которые в конечном счете приводят к неточности вычислений, необходимо "научить" компьютеры работать с большим количеством значащих цифр в представлении чисел. При этом следует исходить из тех возможностей, которые дают современные компьютеры и алгоритмические языки. Другим желательным требованием к инструменту вычислений должна была быть его универсальность. В качестве такого универсального инструмента на базе алгоритмического языка FORTRAN был создан пакет программ High Accuracy Handy MATHeMatics (HMHATH), который позволяет совершать все арифметические действия с любой желаемой (и разумной) точностью. С этой целью используемые для расчетов длинные числа представляются в виде одномерных массивов, состоящих из целых чисел. Таким образом, любое длинное число с плавающей запятой сохраняется в компьютере в виде последовательности целых чисел, каждое из которых может принимать любое значение между 0 и 9999. Очевидно, что такое представление позволяет выразить любое число с любой точностью, в зависимости от размера массива. Все числа, хранящиеся в памяти компьютера, представлены в виде, близком по форме к числам с плавающей запятой. То есть, все числа представлены одним и тем же количеством значащих цифр, а в последнем байте хранится десятичная степень.

Мы здесь не остановимся на описании алгоритмов выполнения арифметических действий. Это достаточно емкая проблема, которая не имеет отношения к той задаче, которая рассматривается нами, и представляет отдельный интерес. Поэтому данному вопросу будет посвящена отдельная работа. Но в настоящей работе нам хотелось бы вкратце остановиться на численной процедуре вычисления необходимых для решения уравнений Амбарцумяна нулей многочленов Эрмита. Для соответствующих расчетов мы использовали метод последовательного приближения. С этой целью поиск значения узлов каждого многочлена начинается с некоторого неотрицательного значения аргумента, меньшего, чем значение первого узла. Таким значением может быть отличающееся от нуля любое минимальное число. Первым шагом вычисляется многочлен Эрмита в данной точке, после чего аргумент получает приращение в размере начального шага. Приращение аргумента продолжается до тех пор, пока значение многочлена не меняет знак. После этого шаг делится

на число и меняет знак. Процедура продолжается до тех пор, пока размер шага по абсолютной величине не становится меньше требуемой погрешности. Тогда значение аргумента сохраняется в качестве первого узла. После этого поиск возобновляется с первоначальным шагом, и все процедуры продолжают для второго и следующих узлов.

Для вычисления значений многочленов Эрмита наиболее выгодным на наш взгляд является применение рекуррентного соотношения (см., например, [14,15])

$$H_{k+1}(x) = 2xH_k(x) - 2kH_{k-1}(x), \quad (11)$$

с первыми многочленами, которые имеют следующую форму

$$H_0(x) = 1, \quad H_1(x) = 2x. \quad (12)$$

Обычный современный персональный компьютер на вычисление всех узлов многочлена Эрмита с четырьмя десятками значащих знаков тратит всего одну секунду. Поэтому при численном решении уравнений Амбарцумяна (2)-(3) целесообразнее расчет численных значений соответствующих нулей и весов включить в общую программу, чем хранить в памяти и вызывать при необходимости.

С целью исследования возможностей используемого пакета, а также точности замены интегралов гауссовскими квадратурами, мы вычислили искомые величины для многочленов Эрмита вплоть до 100-го порядка. Визуи, в качестве иллюстрации, в табл.1 мы приводим результаты вычислений узлов и соответствующих весов для многочленов Эрмита 49-го и 50-го порядков с

Таблица 1

## УЗЛЫ И ВЕСА ПОЛИНОМОВ ЭРМИТА

Узлы	Веса
Полином 49-го порядка $H_{49}(x)$	
0.	1.578669450177870021554425713058612627-1
3.15769005237552428866365517023950815-1	3.158929909378682345682082921832910205-1
5.318926995109617195112150511704385280-1	3.163723862926279968040112504140254634-1
9.486405076102579769781186769250780344-1	3.171784349190301149711380191917788419-1
1.266362023687358725801339502964168787 0	3.183220107482341823214101009885393909-1
1.585402251455046318540098582161590456 0	3.198189396065704521306875877384259893-1
1.906124760988360478108916140627115964 0	3.216906597568064550817037790245083238-1
2.228917745385946780345420847879722714 0	3.239651633222914593311893697975667750-1
2.554201193951962878259109857026487588 0	3.266783055057748741621202957720367568-1
2.882435610645599943779870955040678381 0	3.298756124048565547986236080022186675-1
3.214132868456855973704477946739643812 0	3.336147853671557154484453947482961326-1
3.549870037212095930101440899306908249 0	3.379692059715937910806977388151377952-1
3.890307405766161963356353226117789745 0	3.430329189966885674805818915705507391-1
4.236212530068788062465046095894649624 0	3.489278633160532581875267262211497075-1

Таблица 1 (окончание)

Узлы	Весы
4.588493140274483295115715009160339832 0	3.558146334328768154925359716886666384-1
4.9482434430044829250396392733091488446 0	3.639089918372771017862379430545765499-1
5.316811374183517457936432037968198524 0	3.735081523270970224787698456392847794-1
5.69585998503520877903834818704798817 0	3.850345159745695589003353403763513853-1
6.08727272810547555792481944408137351274 0	3.991125260553589802100563090592549132-1
6.495292565007660279263745906064286828 0	4.167132748074769744882447165913875605-1
6.922852834959762446942477254197001457 0	4.394517007872337597620187111688634300-1
7.376859390631929080939244158798828721 0	4.702744853917727408812279258325772596-1
7.868062864081664997684129048138856887 0	5.153476346696341910044804647307237333-1
8.417337186267977777731630339985713362 0	5.908376422452912862238621143193147205-1
9.079405395199433570496694301255047321 0	7.640782410695982753237249778272131818-1
Полином	50-го порядка $H_{50}(x)$
1.563025468894680969356159039307385683-1	3.126302980303591791840328096101503629-1
4.690590566782368853182560997083783149-1	3.129334480523896566916404375841087097-1
7.822717295546075533252408578828117132-1	3.135435899896412833808020826639933722-1
1.096251128957682396958261961117386817 0	3.144685508824714012694115952364586641-1
1.411317754898299803301142674172297120 0	3.157204402300939291414325257002452908-1
1.727806547515898571987236209679394960 0	3.173161243496043107753875345388791477-1
2.046071968686409725535213510738685727 0	3.192779159931800657633822261826987380-1
2.366493904298664574525901116430759429 0	3.216345379620548444533611498051467935-1
2.6894847022677454979294981760205700993 0	3.244224487088660856810111776785774619-1
3.015497769574523090341244824230670928 0	3.276876613546050924931311360886138467-1
3.3450383139378905283933818282039785275 0	3.314882542745231059801048155315688979-1
3.678677062515266924416463961824774742 0	3.35897862768376842108938014343104043379-1
4.017068172858134111891104112146422266 0	3.410107272587486067453059976764701405-1
4.360973160454578945177672721911221742 0	3.469487695993775321582500181346016169-1
4.711293666169042104741038201609626412 0	3.538724699794639972594982327866596936-1
5.069117584917234964336785196792334318 0	3.619972650916177007729795516268192294-1
5.435786087224948381901867833221331238 0	3.716197712499140586523706199289449819-1
5.812994675420405599197692936286330223 0	3.831613921964814037342641100819368145-1
6.202952519274671949744970333995297551 0	3.972449437758446716642314718406044953-1
6.608647973855358515038460609503090381 0	4.148388210590251893031133448047364095-1
7.034323509770611160263342753751203417 0	4.375532823000444111000053675783293869-1
7.486409429864194109427444345783442258 0	4.683262119425485966805966330641281604-1
7.975622368205637080507131031481549143 0	5.133047978515365805725674441510438000-1
8.522771303917803969373380823526531457 0	5.8860529737729205179969016271808739-1
9.182406958129317509076372516574338078 0	7.61348691180747546481423212948394117-1

37 значащими цифрами. Показанные результаты были получены при расчетах с применением чисел с 73 значащими цифрами, а узлы полиномов определены с точностью до  $10^{-53}$ .

Результаты вычислений здесь даны в виде чисел с плавающей запятой почти в том формате, в котором числа представлены в пакете НАНМАТН. Но в действительности в этом пакете они представлены чуть иначе. Значение

первого узла полинома  $H_n(x)$ , например, имеет следующий вид 1563025468 894680969356159 393 7385683-1. В этом представлении, естественно, нет десятичной точки, так как подпрограммы учитывают, что цифра (от 1 до 9) в первом байте является цифрой до запятой. Кроме этого, поскольку отдельные части любого длинного числа хранятся в ряде последовательных байтов в виде четырехзначных целых чисел, то те части, численное значение которых меньше 1000, при печати появляются с пробелами перед значащими цифрами. В приведенном примере таким является предпоследний байт (с нелюбимым значением 738) со своим соседним байтом спереди (393). В таблице в таких случаях вместо пробелов добавлены нули. Степень длинных чисел хранится в отдельном байте, и последняя цифра в представлении чисел обозначает эту степень, которая показывает количество позиций сдвига десятичной точки. Другими словами, число -1 означает умножение длинного числа на  $10^{-1}$ .

4. *Численные процедуры и результаты.* Мы здесь рассмотрим простейший случай полного перераспределения излучения по частотам, при котором даже в системе атома абсолютно нет корреляции между частотами поглощенного и излученного фотонов. Тогда функция перераспределения по частотам представляет собой произведение функций поглощения и излучения, а чисто математически это выражается в том, что в билинейной сумме остается лишь первый член:

$$r(x', x) = \alpha_0(x') \alpha_0(x). \quad (13)$$

В этом случае вместо уравнений (2)-(3) будем иметь

$$\varphi_0(\tau, x) = \alpha_0(x) + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_0(\tau, x') \varphi_0(\tau, x) - \psi_0(\tau, x') \psi_0(\tau, x)}{v(x') + v(x)} \alpha_0(x') dx', \quad (14)$$

$$\psi_0(\tau, x) = \alpha_0(x) \exp[-v(x)\tau] + \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi_0(\tau, x') \psi_0(\tau, x) - \psi_0(\tau, x') \varphi_0(\tau, x)}{v(x) - v(x')} \alpha_0(x') dx'. \quad (15)$$

Система уравнений (14)-(15) численно решена как с двойной точностью, так и используя пакет программ НАНМАТН. Следует отметить, что при данной точности итерационного приближения искомых функций результаты расчетов, полученные двумя способами, не отличаются друг от друга.

На рис. 1 в качестве иллюстрации приведены графики искомых функций Амбарцумяна  $\varphi_0(x)$  и  $\psi_0(x)$  при различных значениях параметров. Здесь  $\tau = 1$  и  $\beta = 0.0001$ , а значения вероятности выживания кванта  $\lambda$  показаны на рисунке. При данных значениях  $\lambda$  графики одноименных функций не очень отличаются друг от друга. Причина в данном случае кроется в том, что при оптической толщине равной единице квант испытывает не очень большое количество рассеяний, и значение вероятности выживания кванта

мало влияет на значение искомых функций.

На следующих двух рисунках показаны графики контуров спектральных

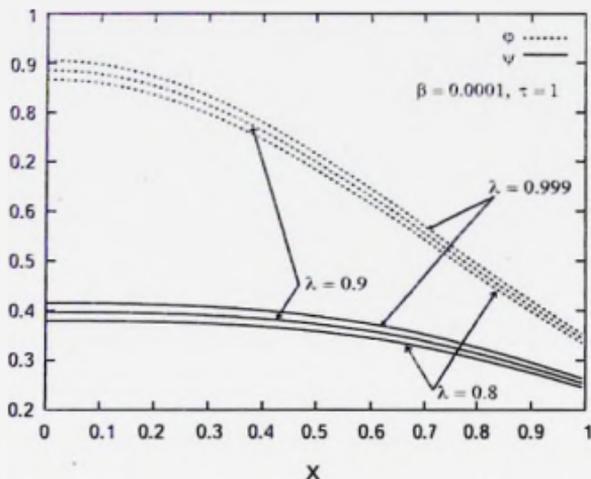


Рис.1. Функции Амбарцумяна  $\phi_1(x)$  и  $\psi_1(x)$ .

линий. Графики на рис.2 показывают зависимость контуров линий отражения и пропускания в зависимости от  $\lambda$  при оптической толщине среды равной единице. Как видно из графиков профиль линии отражения всегда выше профиля пропускания на всех частотах. Графики на рис.3 показывают те же профили линий в зависимости от оптической толщины. Эти данные показывают, что при малых толщинах среды профили линий отражения и пропускания почти не отличаются. Физически это объясняется тем, что после одного рассеяния фотон движется с равной вероятностью вперед и назад. Вследствие тонкости оптической толщины слоя он выходит из обеих сторон среды почти с одинаковыми вероятностями. В оптически толстых средах вклад фотонов, рассеянных более одного раза, можно считать ничтожным. С увеличением толщины слоя среднее число рассеяний фотона растет, и параллельно с этим увеличивается интенсивность выходящего излучения. Но если этот процесс для отраженного излучения продолжается монотонно, то проходящее излучение доходит до максимума и начинает уменьшаться в центре. Эта картина хорошо видна на рис.3 по примеру слоя, оптическая толщина которого 100.

При численных процедурах решение системы функциональных уравнений считалось найденным, если относительная разность искомых величин, полученных в двух последовательных итерациях, меньше данной величины при всех

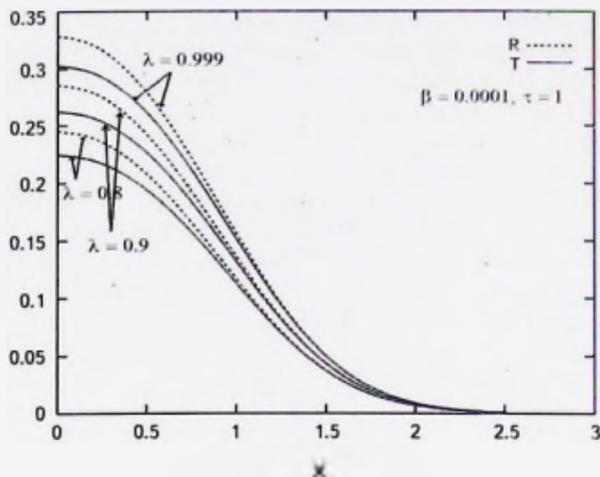


Рис. 2. Контур линии отражения и пропускания (рассеянная часть излучения) при  $\tau = 1$  в зависимости от  $\lambda$ .

значениях аргумента:

$$\left| 1 - \frac{g^{(n+1)}(x_i)}{g^{(n)}(x_i)} \right| \leq \epsilon_0 \quad (16)$$

где  $g(x)$  - искомая функция, а верхние индексы в скобках показывают номер итерации. Величина  $\epsilon$  характеризует точность вычислений и задается пользователем при численных расчетах.

С другой стороны, понятно, что выполнение условия (16) необходимое, но не достаточное условие для решения системы уравнений (14)-(15) с данной точностью. Во-первых, заменив интегралы гауссовскими суммами, мы вводим некоторую погрешность, которая может быть оценена известными формулами [15]. Тем не менее, в каждой численной процедуре кроется множество источников возможного накопления погрешности, которые не легко поддаются оценке. Поэтому численный эксперимент остается наилучшим методом для исследования картины накопления погрешностей при использовании данного алгоритма.

Для численного решения системы уравнений мы пользовались возможностями современных персональных компьютеров, применяя при этом двойную точность машинного представления чисел. Процедура начинается вычислением нулей и соответствующих весов полиномов Эрмита, имеющих одинаковое количество узлов на интервале от нуля до бесконечности. Очевидно, что таковыми являются полиномы со степенями  $2 \times N - 1$  и  $2 \times N$  с  $N$  узлами,

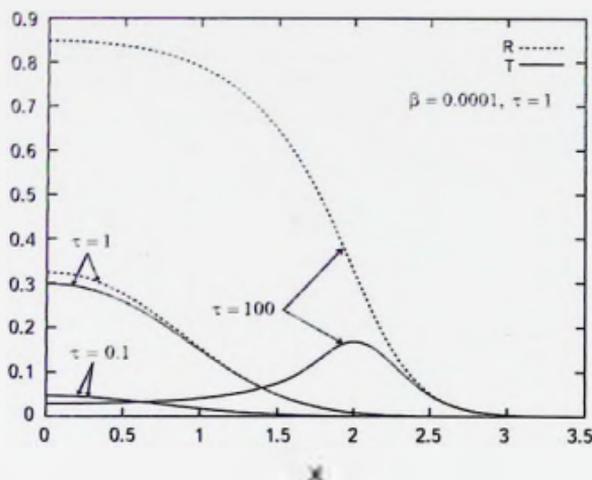


Рис.3. Контур линии отражения и пропускания (рассеянная часть излучения) в зависимости от  $\tau$  при  $\lambda = 0.99$ .

причем в число узлов первого входит также точка  $x = 0$ .

Расчеты этого этапа выполняются с помощью пакета НАНМАТН с приведенными в предыдущем разделе параметрами вычислений (числа с 73 значащими цифрами, точность определения узлов  $10^{-53}$ ). В качестве нулевого приближения искомых функций используются свободные члены функциональных уравнений:

$$\varphi_0^{(0)}(x) = \alpha_0(x), \quad (17)$$

$$\psi_0^{(0)}(x) = \alpha_0(x) \exp[-v(x)\tau]. \quad (18)$$

Итерационный процесс продолжался до выполнения условия (16), для которого был использован параметр  $\varepsilon = 10^{-13}$ . Все расчеты выполнены при  $\beta = 0.0001$ , для четырех значений оптической толщины среды ( $\tau = 0.1; 1; 10$  и  $100$ ) и четырех значений вероятности выживания кванта при однократном рассеянии ( $\lambda = 0.8; 0.9; 0.99$  и  $0.999$ ). С целью исследования влияния замены интегралов гауссовской суммой, все расчеты были выполнены с использованием четырех комплектов нулей и весов полиномов Эрмита ( $N = 7; 13; 25$  и  $41$ ).

В табл.2 приведены сводные данные, характеризующие зависимости погрешностей вычислений от значений различных параметров и порядка полиномов, узлы которых используются для гауссовской квадратуры интегралов. В первой строке таблицы даны значения вероятности выживания кванта при акте рассеяния. Во второй - приведены числа узлов, использованных для прибли-

Таблица 2

КОЛИЧЕСТВО ИТЕРАЦИЙ И ЧИСЛО ПРАВИЛЬНЫХ ЗНАЧАЩИХ ЦИФР МОМЕНТОВ ФУНКЦИЙ АМБАРЦУМЯНА  $\varphi_0(x)$  И  $\psi_0(x)$

$k$	0.8				0.9				0.99				0.999			
	7	13	25	41	7	13	25	41	7	13	25	41	7	13	25	41
$\tau = 0.1$	43	14	8	8	86	26	8	8	903	218	9	9	6738	766	9	12
	6	9	13	13	6	10	13	13	5	9	13	13	6	10	13	13
	6	8	13	13	6	8	13	13	6	9	13	13	5	9	13	13
$\tau = 1$	57	40	18	19	105	73	19	19	1156	688	68	25	9293	5938	127	26
	5	7	12	13	4	7	12	13	5	6	11	13	4	6	11	13
	4	6	11	13	4	6	11	13	4	6	11	13	4	5	11	13
$\tau = 10$	45	44	44	45	77	66	57	90	618	490	298	222	6209	3691	2425	2392
	5	5	7	10	4	4	7	9	3	6	8	9	3	5	9	10
	1	3	5	9	2	4	6	9	2	5	6	8	2	3	6	9
$\tau = 100$	58	58	58	58	87	86	86	103	279	259	247	1450	1947	1287	1194	2109
	4	3	7	8	5	6	8	9	4	4	6	8	3	5	5	6
	0	0	3	4	0	0	3	4	1	1	3	4	0	1	3	4

женных вычислений интегралов, и поэтому каждой ячейке первой строки соответствуют четыре столбца - по одному для каждого комплекта узлов. Строки в таблице соответствуют значениям оптической толщины среды, которые даны в первом столбце таблицы. Для каждого значения оптической толщины соответствующая строка разделена на три части. В первой подстроке приведено количество итераций, которое было необходимо для обеспечения условия (16) при данной точности вычислений. Во второй и третьей подстроках даны количества верных знаков моментов вычисленных функций  $\varphi_0(x)$  и  $\psi_0(x)$ .

Моменты функций  $\varphi_0(x)$  и  $\psi_0(x)$  связаны между собой соотношением

$$\bar{\varphi}_0^2 - \frac{4\pi^{1/4}}{\lambda} \bar{\varphi}_0 + \frac{4\pi^{1/2}}{\lambda} - \bar{\psi}_0^2 - \frac{4\beta}{\lambda} W_R = 0, \quad (19)$$

что можно получить из (14), проинтегрировав это уравнение по всем частотам. Здесь через  $\bar{\varphi}_0$  и  $\bar{\psi}_0$  обозначены моменты искомых функций, а  $W_R$  представляет собой интеграл профиля линии отражения (6). С целью оценки погрешности могло быть использовано соотношение (19), но, как оказалось, величина  $W_R$  очень не чувствительна по отношению к точности функций  $\varphi_0(x)$  и  $\psi_0(x)$ . Поэтому в качестве критерия мы здесь пользуемся близостью моментов функций, вычисленных с помощью двух квадратурных сеток. По сути эти сетки должны были обеспечить одинаковую точность, и поэтому их сравнение дает возможность определить количество правильных значащих цифр в вычисленных моментах.

Первое, что бросается в глаза, это то, что выполнение условия с точностью до двенадцатой значащей цифры отнюдь не означает, что уравнения действительно решены с такой точностью. Даже при малых значениях оптической толщины точными можно считать лишь 6-9 знаков, когда интеграл заменяется квадратурой с тринадцатью или меньшим количеством узлов. С увеличением оптической толщины среда ситуация ухудшается. Причем ухудшение намного заметнее в случае функции  $\psi_0(x)$ , связанной с прохождением фотона. При  $\tau = 10$  момент функции  $\psi_0(x)$  имеет лишь 1-3 правильных значащих цифр, а при  $\tau = 100$ , практически - ни одной. Следует еще раз заметить, что это наблюдается несмотря на то, что уравнения решались с точностью выполнения условия (16) до двенадцатой значащей цифры. Правда, точность моментов функций заметно повышается с увеличением количества узлов интегрирования.

Вторая заметная тенденция связана с увеличением числа итераций при увеличении вероятности выживания фотона при однократном рассеянии. Она легко объяснима, поскольку увеличение параметра  $\lambda$  означает, что квант претерпевает больше рассеяний. Примерно такую же роль играет и увеличение оптической толщины среды, т.е., в среднем тем больше рассеяний, чем толще слой. И тем не менее, здесь наблюдается некий максимум, который при малых значениях  $\lambda$  заметен вблизи  $\tau = 1$ , а при больших  $\lambda$  перемещается в сторону больших толщин. Но, скорее всего, это связано с методикой численных расчетов и не имеет физической основу. Вопрос может проясниться, если решится задача об определении среднего числа рассеяний в рассматриваемых средах.

И наконец, еще одна особенность этих вычислений заключается в том, что количество итераций уменьшается, если увеличиваем число узлов интегрирования. Однако эта тенденция достаточно хорошо наблюдается лишь при малых оптических толщинах. Если оптическая среда имеет большую оптическую толщину, то замечаются некоторые отклонения от этой тенденции.

**5. Заключение.** Функциональные уравнения Амбарцумяна, полученные для решения задачи многократного рассеяния фотона в слое конечной оптической толщины, могут быть легко решены численными методами. Для этого следует разделить друг от друга, с обязательным условием не пересечения между собой, внешние и подынтегральные аргументы. Такое разделение позволяет решить задачу простым итерационным методом.

При решении указанных уравнений следует учитывать, что в каждом таком случае необходимо найти оптимальные расчетные параметры для замены интегралов гауссовской (или другой) квадратурой. На точность полученных решений достаточно сильно влияет количество узлов интегрирования. Малое количество не обеспечивает нужной точности, а большое число узлов

увеличивает объем вычислений.

С другой стороны, сходимость итерационного процесса с данной точностью пока еще не означает, что именно с такой точностью найдено решение уравнений. Анализ численных расчетов показывает, что при недостаточном количестве узлов интегрирования, полученных на основе сходимости итерационного процесса, решения могут обладать точностью на 6 - 12 порядков ниже. В некоторых случаях это означает, что в результате высокоточной сходимости итерационного процесса мы получаем численные данные, значения цифр которых либо вовсе неправильны, либо правильны всего лишь несколько первых цифр.

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

## SOLVING THE AMBARTSUMIAN FUNCTIONAL EQUATIONS FOR A MEDIUM OF FINITE THICKNES BY NUMERICAL METHODS

H.A.HARUTYUNIAN, H.A.POGHOSYAN

The algorithm for solving the functional equations of Ambartsumian obtained for the finite medium has been realized numerically. Calculations are carried out for the particular case of the radiation complete frequency redistribution. The nodes and corresponding weights of Hermit polynomials have been calculated at first for this purpose using a software package, working with high number of significant digits. The influence of the number of the used quadrature nodes, as well as the effect of thickness of the slab and the value of photon's survival probability on the final result of equations' solving is considered. Some diagrams and tables of the calculations results are given as an illustration.

*Key words: Radiative transfer: Principle of Invariance: frequency redistribution: numerical methods*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., **19**, 30, 1942.
2. *В.А.Амбарцумян*, Доклады АН СССР, **38**, 257, 1942.
3. *S.Chandrasekhar*, Radiative Transfer, London. Oxford Univ. Press. 1950.
4. *В.В.Соболев*, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., Гос. Изд. Техн.-Теорет. Лит., 1956.
5. *Дж.Кастри, Р.Калиба*, Методы погружения в прикладной математике, М., Мир, 1976.
6. Принцип инвариантности и его приложения. ред. М.А.Мнацаканян, О.В.Пикичян, Ереван, АН Арм. ССР, 1989.
7. *N.V.Yengibarian, A.G.Nikoghossian*, JQSRT, **13**, 787, 1973.
8. *Г.А.Арутюнян, А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, **242**, 66, 1978.
9. *Н.А.Нарутянцян, А.Г.Никогосян*, JQSRT, **19**, 135, 1978.
10. *Г.А.Арутюнян*, ДАН АрмССР, **41**, 70, 1980.
11. *Г.А.Арутюнян, А.Г.Никогосян*, ДАН СССР, **268**, 1342, 1983.
12. *Г.А.Арутюнян*, ДАН СССР, **320**, 1073, 1991.
13. *Н.Рогосян*, ComBAO, **LXIV**, 41, 2017.
14. *И.К.Суетин*, Классические ортогональные многочлены, М., Наука, 1979.
15. Справочник по специальным функциям, ред. М.Абрамовиц, И.Стиган, М., Наука, 1979.



## ДИНАМИЧЕСКИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ТЕСТЫ

А.А.РАЙКОВ<sup>1,2</sup>, Е.А.ПОПОВА<sup>2</sup>, В.В.ОРЛОВ<sup>3</sup>

Поступила 24 июля 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Предложен новый класс космологических тестов, в которых рассматриваются зависимости дисперсии пекулярных скоростей, вириальной массы и отношения масса-светимость скоплений галактик от красного смещения  $z$ . Современным инструментам в оптическом и рентгеновском диапазонах доступна информация о скоплениях галактик в пределах до  $z \approx 2$ . Скопления галактик меньше подвержены эффектам эволюции по сравнению с другими объектами на больших  $z$ , что делает предлагаемые тесты перспективными для анализа космологических моделей.

Ключевые слова: *галактики: скопления – космология: наблюдения*

1. *Введение.* Данная статья является продолжением работы [1], в которой проведен сравнительный анализ жизнеспособных космологических моделей. Отметим, что в обсуждаемых моделях используются интерпретации красного смещения, не имеющие места в лабораторной физике: расширение пространства и потеря энергии фотона при движении. Отметим, что явление диссипации в целом хорошо известно в физике – например, торможение тела при движении в вязкой среде, однако пока мы не знаем, какая субстанция приводит к потере энергии фотонов. Расширение пространства, лежащее в основе стандартной космологии, не имеет аналогов ни в лабораторной физике, ни в Солнечной системе.

Предметом нашей работы является статистический анализ данных о скоплениях галактик с целью сравнения упомянутых выше космологических моделей.

2. *Динамические тесты.* В работе [1] космологические тесты были разделены на две группы: космографические и физические. В настоящей работе мы предлагаем рассматривать зависимости от красного смещения дисперсии пекулярных лучевых скоростей галактик в скоплениях, динамической массы и отношения масса-светимость скоплений как новые тесты, которые мы будем называть динамическими. Поскольку эти тесты связаны с геометрическими и кинематическими характеристиками, то они относятся к космографическим. В последнее время в связи с результатами, полученными на наземных телескопах нового поколения, космических телескопах HST, WMAP,

Planck и, в особенности, на рентгеновских телескопах XMM Newton и Chandra, многократно возросли объем и качество наблюдательного материала, связанного со скоплениями галактик. Однако полученные соотношения применялись только для изучения свойств собственно скоплений, но не в качестве космологических тестов.

Сформулируем суть предлагаемых тестов.

- Зависимости дисперсии peculiarных скоростей галактик в скоплениях от красного смещения -  $\sigma^2(z)$ . Этот тест становится особенно актуальным при  $z > 1$ , что стало доступно в последнее время.

- Зависимости динамической массы скоплений  $M(z) \propto \sigma^2 R$  ( $R$  - характерный размер скопления) от красного смещения. Отметим, что динамическая масса включает в себя массу звезд, газа и темной материи.

- Зависимости отношения масса-светимость скоплений от красного смещения  $\frac{M}{L}(z)$  используют светимости, полученные по наблюдениям в определенных диапазонах длин волн (см. обсуждение в [2]).

В кинематике звездных систем для определения peculiarных скоростей звезд используется следующая формула (в обозначениях, используемых в космологии):

$$V_i = c(z - \bar{z}), \quad (1)$$

где  $\bar{z}$  - усредненное по членам системы красное смещение нейтроида. В космологических моделях дело обстоит иначе. Формула (1) изменяется в зависимости от принятой модели. Рассмотрим последовательно модель с диссипацией энергии фотонов и множество моделей с расширением пространства.

Оценим дополнительные поправки, связанные с диссипацией энергии фотона при его движении в пределах скопления. Для сферического скопления галактик с диаметром  $\Delta r$ , центр которого имеет красное смещение  $\bar{z}$ , максимальное различие красных смещений, обусловленное этим эффектом, составит

$$\Delta z \approx (1 + \bar{z}) \frac{H_0}{c} \Delta r. \quad (2)$$

Здесь  $H_0$  - параметр Хаббла. Таким образом, в модели с диссипацией энергии фотонов имеет место суммирование двух вкладов в  $\Delta z$  - доплеровского от внутренних движений галактик (разных знаков) и возрастающего с расстоянием от диссипации энергии фотонов, пришедших с дальнего края скопления. Для примера рассмотрим ближайшее к нам скопление Virgo и наиболее массивное среди близких скопление Coma. Наблюдаемые оценки  $\Delta r = 3$  Мпк,  $\bar{z} = 0.004$  для скопления Virgo и  $\Delta r = 20$  Мпк,  $\bar{z} = 0.02$  для скопления Coma. По формуле (2) получаем максимальные оценки величин  $c \Delta z$ , обусловленных

диссипацией энергии фотонов,  $c\Delta z \approx 200$  км/с для скопления Virgo и  $c\Delta z \approx 1400$  км/с для скопления Coma. Эти величины сравнимы с характерными peculiarными лучевыми скоростями в скоплениях.

Важной задачей является построение высокоточных трехмерных карт скопления галактик, полученных по независимым от красного смещения оценкам расстояниям. Анализ таких карт позволит сделать выбор между моделью с расширением пространства и моделью с диссипацией энергии фотонов. Современные наблюдательные возможности вплотную приблизились к построению таких карт для близких скоплений галактик.

В  $\Lambda$ CDM модели, как и в любой другой модели с расширением пространства, для определения peculiarных лучевых скоростей галактик в скоплениях через их красные смещения используется классическая формула, полученная и обоснованная в работах [2,4] (см. также [5,6]):

$$V_2 = c \frac{z - \bar{z}}{1 + \bar{z}}. \quad (3)$$

Эта формула переходит в формулу (1) при  $\bar{z} = 0$ .

Еще одна проблема, возникающая в моделях с расширением пространства, - с каких масштабов начинается увлечение тел в расширение? На масштабах Солнечной системы и более мелких масштабах не обнаружено никаких признаков увлечения тел в расширение пространства. На масштабах звездных скоплений и галактик, по-видимому, также пока нет свидетельств в пользу расширения этих систем. Вероятно, об увлечении в расширение пространства мы можем говорить, начиная с масштабов групп и скоплений галактик. Возможно, существует критическая внутренняя энергия объекта, такая что при большей энергии объекты не увлекаются в расширение, а при меньшей - увлекаются. Однако формальная теория этого вопроса пока не разработана.

Формула (3) сравнительно редко используется в литературе со ссылками на [3-6]. Так делается, например, в работах [7-11]. В некоторых работах (например, в [12]) приводится только формула (3) для вычисления peculiarных скоростей, однако нет ссылок на работы [3-6]. В других случаях (например, в работе [13]) по приведенным в статье данным можно определить, что для вычисления peculiarных скоростей использовалась формула (3).

**3. Оценки масс скоплений галактик.** В настоящее время известны, по меньшей мере, четыре метода оценки масс скоплений галактик (см., например, работу [11] и обзор [14]):

1. классический метод, основанный на дисперсии peculiarных лучевых скоростей галактик в скоплении (см. выше);
2. рентгеновские наблюдения в предположении о гидростатическом равновесии скопления - используются наблюдаемые характеристики, корре-

лирующие с массой скопления, например, произведение массы газа на его температуру  $Y_g = M_g T_g$ , причем температура усредняется по всем радиусам за исключением ядра скопления;

3. анализ гравитационного линзирования объектов внешнего фона в пределах скопления;

4. эффект Сюняева-Зельдовича.

Заметим, что методы 2-4 дают оценку массы с существенно большими ошибками, чем первый метод.

В ряде недавних работ построены зависимости оценок масс скопления галактик от красного смещения. Так, в работе [15] была представлена зависимость массы от  $z$  для скопления галактик, обнаруженных на Южном Полярном Телескопе (SPT) по эффекту Сюняева-Зельдовича. На рис.6 в [15] (приведен в логарифмической шкале) заметно убывание средней массы скопления с увеличением красного смещения (см. также рис.4 в [16] и рис.4 в [17]).

На рис.1 мы приводим массы скопления галактик, взятые из работы [15], в зависимости от  $z$  в обычной шкале. Мы видим явную тенденцию к уменьшению массы скопления с ростом  $z$ . Это явление может быть связано с введением дополнительного множителя  $(1+z)^2$  в дисперсии пекулярных

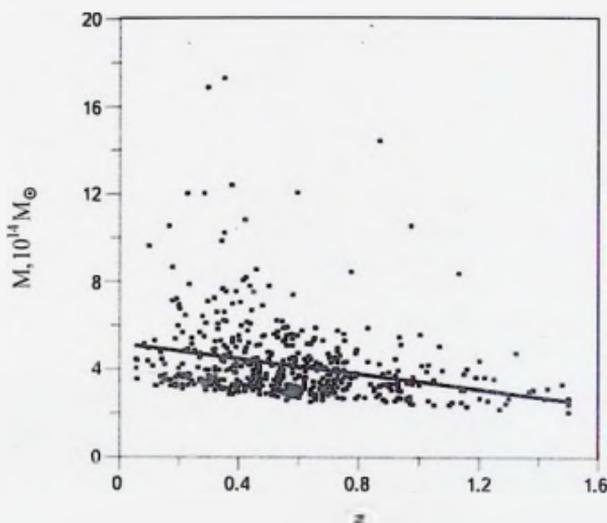


Рис.1. Зависимость динамической массы от  $z$  по данным из работы [15]. Прямая линия соответствует линейной аппроксимации.

скоростей галактик в скоплениях. Чтобы проверить этот эффект, домножим все массы на  $(1-z)^{-2}$  (рис.2). Здесь мы видим противоположный эффект - увеличение массы с ростом  $z$ . Этот эффект можно объяснить наблюдательной селекцией - с ростом  $z$  мы наблюдаем все более богатые скопления, которые имеют большие массы.

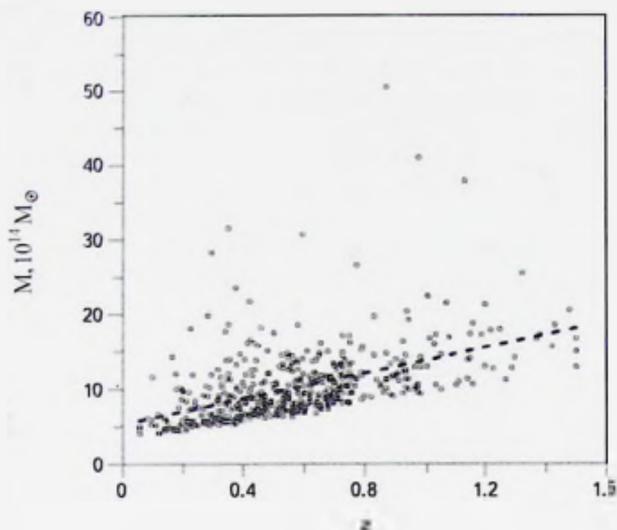


Рис.2. Зависимость динамической массы от  $z$  с домножением на  $(1+z)^{-2}$ . Штриховая прямая линия соответствует линейной аппроксимации.

Заметим, что не наблюдается уменьшения болометрических светимостей скоплений галактик с ростом  $z$  (см. рис.25 в [18]). Более того, видна некоторая тенденция к увеличению светимости для скоплений с более высокими  $z$ , которую также можно связать с эффектами селекции - с увеличением  $z$  выделяются более яркие и богатые скопления. Эта тенденция согласуется с увеличением массы, домноженной на  $(1+z)^{-2}$  (рис.2). Следует отметить, что выборки скоплений из [15-17,23], с одной стороны, и [18], с другой, не пересекаются при  $z > 1$ .

4. *Дискуссия.* Одним из основных параметров, использующихся при оценке масс скоплений галактик, является дисперсия  $\sigma^2$  пекулярных лучевых скоростей галактик в скоплении. Рассмотрим поведение этого параметра с ростом  $\bar{z}$  по данным из работ [13,19-21] (из работ [13,21] взяты данные для двух скоплений  $\bar{z} > 2$  - заметим, что эти исключительно богатые скопления

имеют удивительно низкие дисперсии скоростей в стандартной космологической модели) (рис.3).

Из рис. 3 видно, что при вычислениях пекулярных скоростей в скоплениях с помощью формулы (3) наблюдается увеличение дисперсии скоростей с уменьшением красного смещения (разогрев скоплений), а при вычислениях посредством формулы (1) имеет место рост дисперсии с увеличением красного смещения (скопления со временем охлаждаются). Здесь следует отметить, что с ростом  $z$  мы наблюдаем, как правило, все более богатые скопления, в которых дисперсии пекулярных скоростей выше.

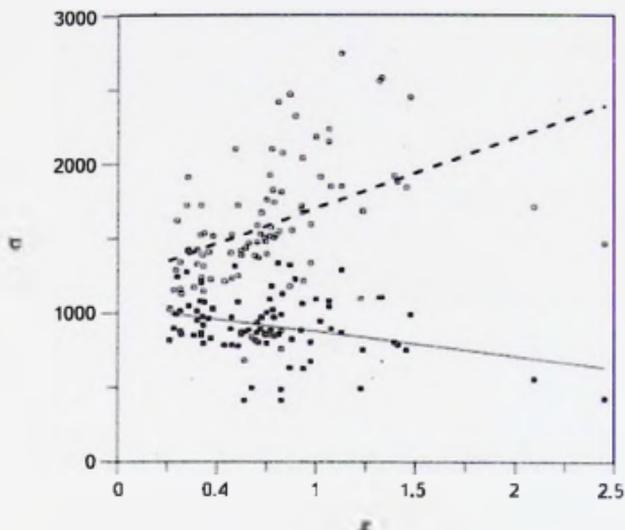


Рис.3. Зависимость  $\sigma(z)$  для скоплений галактик из работ [19,20] (данные для двух скоплений с  $z > 2$  взяты из работ [13,21]). Рассмотрены два варианта вычисления пекулярных скоростей: 1) при вычислении по формуле (3) - модель с расширением пространства (закрытые квадратики); 2) при вычислении по формуле (1) - модель с диссипацией энергии фотона (открытые квадратики). Сплошная и штриховая прямые линии соответствуют линейным аппроксимациям для этих двух случаев.

Возможное объяснение в рамках стандартной космологической модели состоит в том, что со временем происходит "налипание" вещества, в первую очередь темной материи, на скопления галактик (см. [2]). Это должно приводить к увеличению глубины потенциальной ямы и, как следствие, к росту дисперсии скоростей галактик и температуры межгалактического газа. В рамках стандартной модели уменьшение динамических масс с ростом  $z$  вследствие формулы

$$M \propto (1 - z)^2 \quad (4)$$

должно происходить для скоплений и групп галактик, галактик и других вирializedованных систем.

Рекордное измеренное красное смещение галактики составляет  $z = 11.1$  [22]. Непосредственное использование формулы Харрисона [3] должно приводить к уменьшению динамических масс галактик в десятки раз за счет множителя  $(1 - z)^2$ .

Со времени выхода каталога Эйбелла в 1958г. был достигнут грандиозный прогресс в исследованиях скоплений галактик. В настоящее время максимальное значение красного смещения скопления, для которого получены оценки дисперсии peculiarных лучевых скоростей и динамической массы, равно  $z = 2.45$  [21]. Благодаря предложенным в [1] тестам, скопления галактик становятся рабочим инструментом наблюдательной космологии. Основная задача этих тестов - выяснение природы красного смещения внегалактических объектов.

<sup>1</sup> СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург

<sup>2</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, e-mail: m02pev@gmail.com

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

## DYNAMICAL COSMOLOGICAL TESTS

A. RAIKOV<sup>1,2</sup>, E. POPOVA<sup>1</sup>, V. ORLOV<sup>3</sup>

We propose a new class of cosmological tests that make use of galaxy cluster parameters evolving with redshift, namely, the peculiar velocity dispersion, the virial mass and the mass to luminosity ratio. These tests get efficient at high redshift, whereas modern astronomical instruments can reach as high as redshift  $z \approx 2$ . Then the proposed cosmological tests would allow us to differentiate between alternative cosmological models.

Key words: *galaxies: clusters - cosmology: observations*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *V.V.Orlov, A.A.Raikov*, *Astron. ж.*, **93**, 453, 2016.
2. *V.V.Orlov, A.A.Raikov*, *Astrophys. Bull.*, **69**, 377, 2014.
3. *E.R.Harrison*, *Astrophys. J.*, **191**, L51, 1974.
4. *E.R.Harrison, T.W.Noonan*, *Astrophys. J.*, **232**, 18, 1979.
5. *T.M.Davis, M.I.Scrimgeour*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 1117, 2014.
6. *D.W.Hogg*, *ArXiv:astro-ph/9905116v4*, 2000.
7. *L.Danese, G. De Zotti, G. di Tullio*, *Astron. Astrophys.*, **82**, 322, 1980.
8. *R.G.Carlberg, H.K.C.Yee, E.Ellingson et al.*, *Astrophys. J.*, **462**, 32, 1996.
9. *A.I.Kopylov, F.G.Kopylova*, *Astrophys. Bull.*, **67**, 17, 2012.
10. *L.Old, M.E.Gray, F.R.Pearce*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **434**, 2606, 2013.
11. *F.G.Kopylova, A.I.Kopylov*, *Astrophys. Bull.*, **70**, 129, 2015.
12. *B.Kirk, M.Hilton, C.Cress et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **449**, 4010, 2015.
13. *T.Yuan, T.Nanayakara, G.G.Kacprzak et al.*, *Astrophys. J.*, **795**, L20, 2014.
14. *А.А.Вихлихин, А.В.Краснос, М.Л.Маркевич и др.*, *УФН*, **184**, 339, 2014.
15. *L.E.Bleem, B.Stalder, T. de Haan et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **216**, 27, 2015.
16. *M.Brodwin, C.H.Greer, E.M.Leitch et al.*, *Astrophys. J.*, **806**, 26, 2015.
17. *A.H.Gonzalez, B.Decker, M.Brodwin et al.*, *Astrophys. J.*, **812**, L40, 2015.
18. *A.Takey, A.Schwope, G.Lamer*, *Astron. Astrophys.*, **558**, A75, 2013.
19. *C.Knobel, S.J.Lilly, A.Iovino et al.*, *Astrophys. J.*, **753**, 121, 2012.
20. *A.Nastasi, H.Böhringer, R.Fassbender*, *Astron. Astrophys.*, **564**, A17, 2014.
21. *C.Diener, S.J.Lilly, C.Ledoux et al.*, *Astrophys. J.*, **802**, 31, 2015.
22. *P.A.Oesch, G.Brammer, P.G. van Dokkum et al.*, *Astrophys. J.*, **819**, 129, 2016.
23. *G.Khullar, L.E.Bleem, M.B.Buyliiss et al.*, *arXiv:1806.01962*, 2018.

## ОБЗОРЫ

ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭВОЛЮЦИИ  
МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД. II

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 21 февраля 2018

Принята к печати 29 августа 2018

Проанализированы работы по исследованию физических свойств магнитных и не магнитных химически пекулярных звезд, выполненные после 2000г. Подробно рассмотрены свойства, поддерживающие реликтовую гипотезу происхождения магнитных звезд. Проанализирован возможный сценарий происхождения магнитных звезд.

Ключевые слова: *магнитные звезды; эволюция звезд*

1. *Введение.* Эта статья является продолжением предыдущей статьи [1], опубликованной под номером I. Нумерация литературных ссылок в каждой статье своя, но ссылки на рисунок сопровождаются указанием в какой статье он помещен, в (I) или (II). В скобках даются ссылки на год, в котором обсуждается проблема. Жирными буквами отмечены те результаты, которые мы считаем подтвержденными и соответствующими реликтовой гипотезе. В последующих работах все больше вес имеют исследования, выполненные с использованием средних поверхностных величин магнитного поля  $B_s$ . Важное замечание состоит в том, что многие зависимости получены методом скользящего среднего, как правило, по 5-ти величинам.

2. *Результаты исследований, полученные в разные годы.*

2000а. В работе Ландстрита и Матисса [2] обсуждается важная проблема для теории магнитных звезд - преимущественная ориентация осей вращения у быстро и медленно вращающихся магнитных звезд. Граница между быстрыми и медленными ротаторами принята авторами на величине периода вращения  $P = 25^d$ . К сожалению, использовано слишком мало данных (24 звезды) для достоверного вывода. По их данным (см., табл.1) получается, что "медленные ротаторы имеют в среднем большие углы  $\alpha$  наклона магнитного поля к плоскости экватора". Это противоречит фундаментальному результату Престона [3,4] и результатам более поздних работ (рис.1(I)), которые подтверждают факт преимущественно малых углов  $\alpha$  у магнитных звезд всех типов пекулярности

## ОРИЕНТАЦИЯ ОСЕЙ ВРАЩЕНИЯ

Авторы	Средний P, день	$\alpha$ , град.	N
Ландстрит, Матисс	11	31±8	8
	746	72±3	16
Глаголевский	4.3	21±2	89
	2496	31±9	18

и разных скоростей вращения. Наши данные (131 звезда [5]) приведены в нижней строке таблицы.

В диапазоне  $\alpha = 0 - 20^\circ$  наблюдается максимальное количество звезд. Число звезд на один градус в диапазоне  $0^\circ - 20^\circ$  в 5 раз больше, чем в диапазоне  $20^\circ - 90^\circ$ . Это значит, что угол  $\alpha = 72^\circ$  для медленных ротаторов у Ландстрита и Матисса неправильный (см., 1967, 1970, 1979). В пределах ошибок наши оценки среднего угла  $\alpha$  одинаковы как у быстрых, так и у медленных ротаторов, при условии деления звезд на  $P = 25^d$ .

Величина среднего периода вращения у звезд SrCrEu-группы (42 звезды) с углами  $\alpha < 20^\circ$  вдвое больше, чем с  $\alpha > 20^\circ$  ( $P(\alpha < 20^\circ) = 1182^d \pm 400^d$  и  $P(\alpha > 20^\circ) = 537^d \pm 440^d$ ), как и следует ожидать при действии механизма потери момента вращения Mouschovias & Paleologou [6], который фактически определяет происхождение магнитных звезд. К сожалению, это различие не достаточно четкое. Причина этого состоит в том, что степень потери момента вращения протозвездного облака зависит не только от угла  $\alpha$ , но и от величины магнитного поля (рис.4(1)), массы (рис.5(1)) и от длительности эволюции (рис.7(1)), которые мы не учитываем в этом примере.

2000b. В работе [7] предложена модель эволюции вращения молодых звезд. "Потеря момента вращения молодых магнитных звезд определяется взаимодействием дисковой аккреции, потери массы посредством намагниченного ветра и изменением момента инерции". В этой модели наиболее медленно вращающиеся звезды с большим магнитным полем продолжают терять массу через намагниченный ветер достаточно долго, после того как взаимодействие с диском заканчивается.

Трудностью для этого механизма является то, что магнитное поле у звезд HAcVe слишком слабо, не более десятков гаусс. Наши данные [8,9] и результаты других авторов [10-18] указывают на отсутствие достаточно сильных полей у молодых звезд HAcVe (Ac/Ve Хербига), которые могли бы заметно влиять на эволюцию до ГП [5,19,20] (см., 2000, 2001, 2005a, 2007). Эта модель не объясняет такие характерные свойства магнитных звезд, как сложные

структуры магнитных полей, их преимущественную ориентацию, 10% долю относительно не магнитных нормальных звезд, дефицит тесных двойных. Таким образом, существуют большие сомнения в том, что в фазе эволюции ПДВе звезды могут возникнуть условия для потери момента вращения. Теория потери момента вращения магнитных протозвездных облаков Mouschovias&Paleologou [6] кажется более естественной.

2000с. Хубриг и др. [21] исследовали распределение магнитных звезд поперек полосы ГП. Рассмотрим их главные результаты:

1) "Магнитные звезды с  $M < 3M_{\odot}$  концентрируются в середине полосы ГП".

Наши результаты [19,20] несколько отличаются от этого утверждения. Распределение числа звезд поперек полосы ГП  $N(R/R_z)$  ( $R/R_z$  - радиус звезды в настоящее время относительно ее радиуса на ZAMS (Zero Age Main Sequence)), построенное для 470 звезд всех типов некулярности (рис.1(II)) показывает, что вблизи ZAMS звезд мало, но они есть, и их число растет

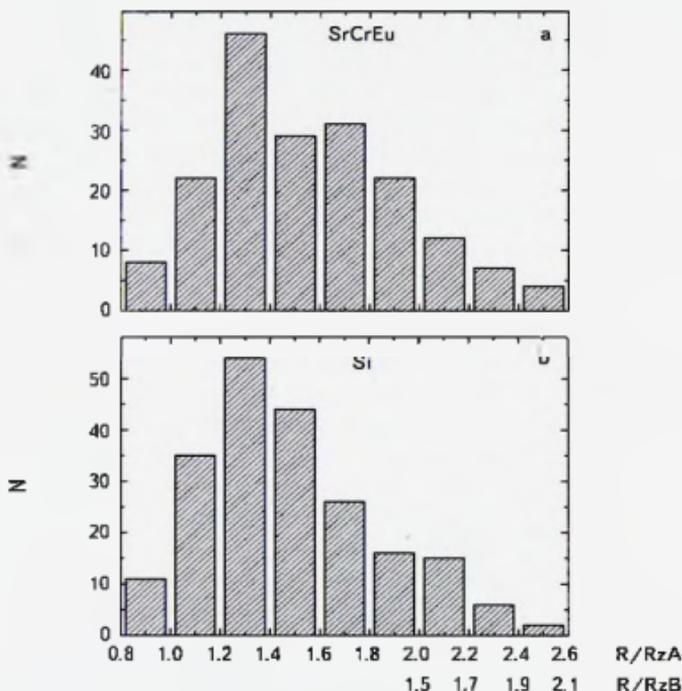


Рис.1. Распределение числа звезд поперек полосы ГП: а) SrCrEu, б) Si, в) He-w, г) He-r. R/RzA - шкала для звезд с  $R/R_z < 2$ , R/RzB - шкала для звезд с  $R/R_z > 2$ .

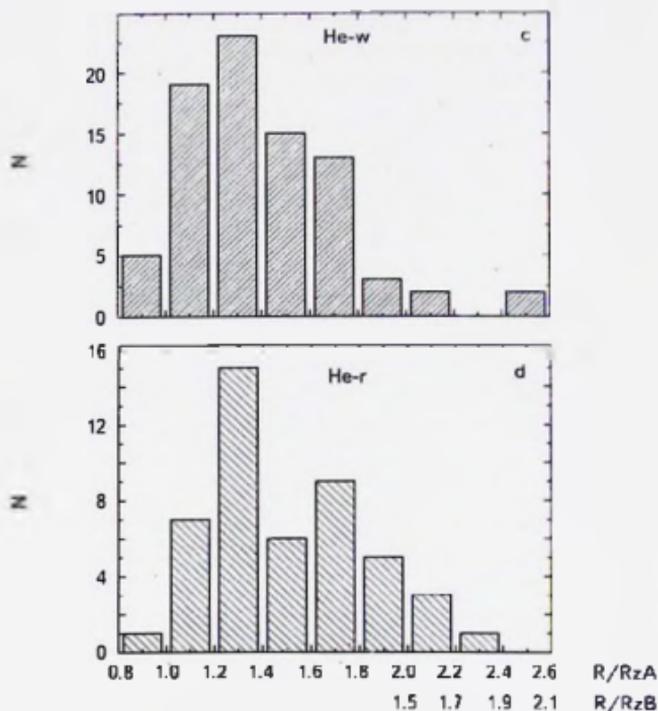


Рис.1. Окончившие.

с увеличением ( $R/R_z$ ) (На оси абсцисс рис.1а отложены две шкалы  $R/R_{zA}$  и  $R/R_{zB}$ . На  $R/R_{zA} = 2$  происходит перестройка звезды, радиус уменьшается в 0.75 раза. Следовательно, реальный относительный радиус отсчитывается только до  $R/R_z = 2$ . После этого величина  $R/R_z$  показывает только место звезды на эволюционном треке. Для звезд, претерпевших перестройку, вводится вторая шкала  $R/R_{zB}$ ). На  $R/R_z \approx 1.2$  наблюдается максимум распределения, после  $R/R_z \approx 1.2$  их количество снова уменьшается. Такой характер распределения может создать впечатление о расположении магнитных звезд только в середине полосы ГП (см., 2007а). Использование параметра  $R/R_z$  вместо времени или  $\log g$  выбрано потому, что изменение среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$  напрямую зависит от эволюционного изменения радиуса звезды, оно пропорционально  $R^{-2}$  (см., 1988).

2) "Магнитное поле появляется только после того, как звезда на ГП "прожила" 30% своей жизни".

Как сказано в предыдущем пункте, это совершенно не так. Сильное магнитное поле и химические аномалии появляются уже на ZAMS [19]. Это хорошо видно на рис.6(I) и рис.1(II).

3) "Наблюдается тенденция к уменьшению магнитного потока у медленно вращающихся звезд, что может быть признаком работы динамо".

На самом деле это не так. Из рис.3(I) и рис.4(I) видно, что медленно вращающиеся мало массивные звезды имеют поле в два раза больше, чем быстро вращающиеся массивные звезды. Вероятное объяснение этого сделано в дискуссиях (1975, 1981a, 1988, 2007a).

4) "Нет корреляции между периодом вращения и временем жизни на ГП".

Вопрос сложный. Такой же вывод был сделан в [22-27] (см., 1998, 2005) и он получается, если строить зависимость  $P(R/R_z)$  по звездам всех типов peculiarity вместе. Надо учитывать, что степень торможения магнитных протозвезд зависит от величины магнитного поля (рис.4(I)), массы протозвездного облака (рис.5(I)) и длительности эволюции (рис.2(II), рис.7(I)) (см., 2001). В результате перемаложения всех факторов на зависимости  $P(R/R_z)$  происходит большой разброс величин  $P$  и угол наклона зависимости оказывается незначимым. На рис.2(II) видно, что звезды SrCrEu-типа имеют максимальные периоды вращения, потому что они имеют более сильное магнитное поле, меньшую массу и эволюционируют медленнее по сравнению с другими типами. Тем не менее увеличение периода вращения при эволюционном движении звезды поперек полосы ГП хорошо заметно, если строить зависимость для слабо заторможенных звезд магнитным полем, имеющих периоды вращения  $P < 50$  дней (80 звезд). В результате оказывается, что период вращения на ГП

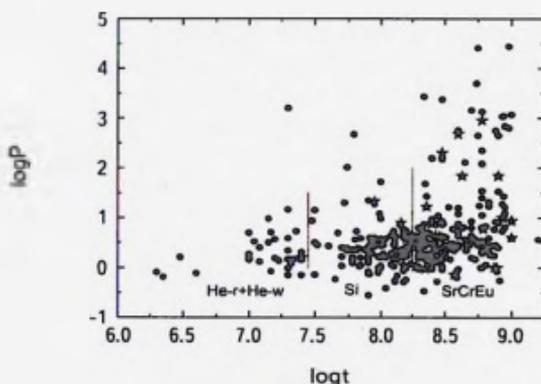


Рис.2. Зависимость величины периода вращения  $P$  магнитных звезд от их возраста. Звезды разделены на три группы, справа налево: SrCrEu, Si, He-r+He-w. Звездочками обозначены объекты, у которых изменился радиус в области "петли" на эволюционном треке.

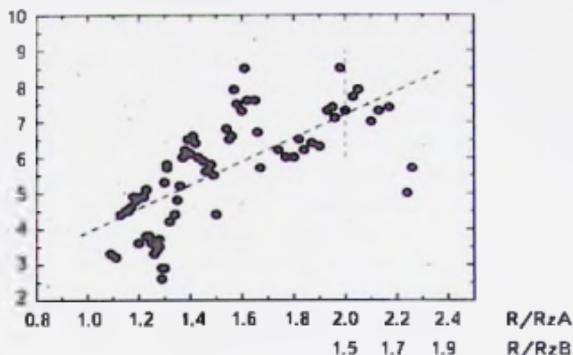


Рис.3. Изменение величины периода вращения SrCrEu-звезды с возрастом (только звезды со слабым магнитным торможением).

увеличивается со временем, но это увеличение носит эволюционный характер в результате изменения радиуса и не связано с магнитным полем (рис.3(II)). По сравнению с "магнитным" торможением протозвездных облаков оно незначительно.

2001. Глаголевский и Чунгонов [9] рассмотрели комплекс проблем, связанных с эволюцией магнитных звезд. Основные результаты следующие:

1) "Сильные магнитные поля появляются только на ZAMS". Измерения магнитных полей HAcBe-звезд показало отсутствие среди них объектов с типичными сильными полями [8,9] (см., 2000b). Это приводит к выводу, что в фазах HAcBe нет условий для торможения магнитных звезд и там не могут происходить активные процессы, связанные с магнитными полями. В исследовании [19] проблема появления сильного поля на ZAMS была рассмотрена подробно (см. 2003а, 2005). Зависимость  $B_s(R/R_z)$ , представленная на рис.6abc(I), с очевидностью показывает рост поля от  $B_s \approx 0$  гаусс на ZAMS до максимальной величины на  $R/R_z = 1.0 - 1.1$ . Из рассмотрения рис.6d(I) получается, что изменение химических аномалий связано с изменением магнитного поля. К моменту выхода звезды на ZAMS аккреция прекращается, нестационарная оболочка исчезает, верхние слои звезды стабилизируются, возникают благоприятные условия для омической диссипации мелких магнитных структур, которые возникли в период нестационарной фазы Хаяши. В результате формируется структура глобального дипольного магнитного поля и начинается диффузия химических элементов, приводящая к аномальному химсоставу. Можно сказать, что период эволюции вблизи ZAMS является местом формирования магнитных химически некулярных звезд. Этой точки зрения мы придерживаемся в настоящее время (см., рис.1(II) и рис.6(I) [28]). CP-звезды

без поля формируются уже в момент их появления как лучистой молодой звезды. Для их образования необходимо единственное условие - достаточно малая скорость вращения, при которой не возникает дифференциальное вращение [29]. Такие условия, вероятно, случаются, если родительские протозвездные облака обладают малым моментом вращения или он был утерян с помощью механизма приливного взаимодействия в достаточно тесных двойных системах (см., 1967).

2) Исследуется распределение магнитных и не магнитных СР-звезд по скоростям вращения  $p/N - v \sin i$ . Оказалось, что "чем меньше скорость вращения звезд, тем больше их доля среди нормальных звезд". Это свойство видно на рис. 4(II), построенном по последним данным [30]. Для сравнения показано распределение нормальных звезд, которое резко отличается от зависимостей для СР-звезд. Этот результат решительно противоречит теории магнитного динамо и является сильной поддержкой предположения Абта (1965) о

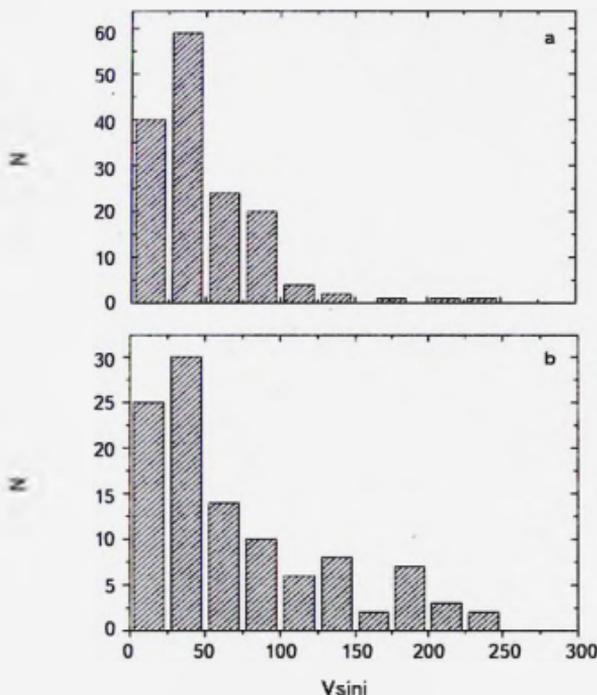


Рис. 4. Распределение числа звезд  $N$  по  $v \sin i$ : а) SrCrEu, б) He-r+He-w, в) HgMn, г) Am, д) Normal stars.

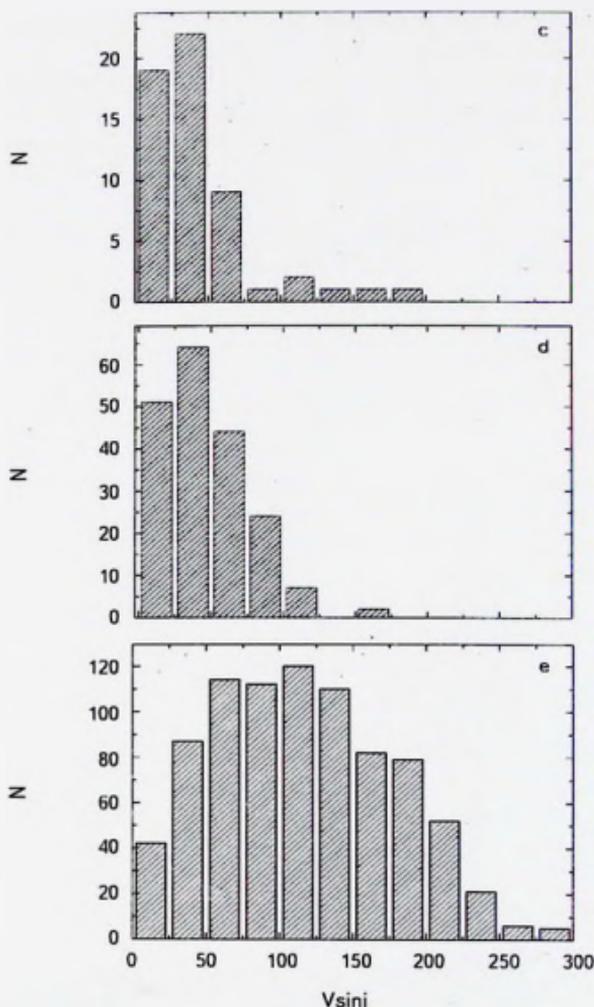


Рис.4. Окончание.

фундаментальной роли скорости вращения в формировании CP-звезд. Он также поддерживает гипотезу о реликтовой природе магнитных звезд. Наиболее вероятное предположение состоит в том, что в медленно вращающихся протозвездах не возникает дифференциальное вращение [29], которое в быстрых

ротаторах закручивает силовые линии в "невидимую" тороидальную форму. Из рассмотрения зависимости можно сделать вывод, что, чем медленнее вращение, тем больше вероятность прекращения дифференциального вращения (рис.4(II)). Форма зависимостей показывает, что граница разделения не резкая, она одинакова для магнитных и не магнитных СР-звезд. Это подтверждает предположение о том, что скорость вращения это единственный фактор, который отсортировывает магнитные и немагнитные СР-звезды от остальных, "нормальных".

3) "Средняя величина  $v \sin i$  массивных магнитных звезд He-r+He-w-типа отличается от нормальных звезд меньше, чем маломассивных SrCrEu-объектов". Это свойство можно видеть из рассмотрения периодов вращения  $P$  на рис.5(II) [31]. Исходя из гипотезы о формировании основных свойств магнитных звезд до фазы Хаяши, можно предположить, что степень торможения магнитных протозвезд зависит от величины магнитного поля (рис.4(I)), массы протозвездного облака (рис.5(I) и длительности эволюции рис.2(II), рис.5(II) [32] (см.. 2001).

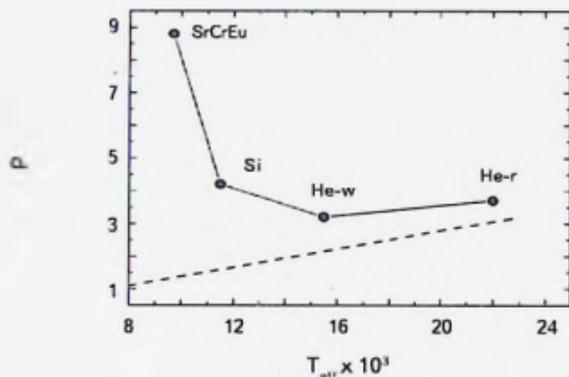


Рис.5. Средние периоды вращения звезд с разными эффективными температурами (массами). Кружки и сплошная линия - магнитные звезды, штриховая - нормальные.

4) "Величина депрессии на  $\lambda 5200 \text{ \AA}$  (или параметр многоцветной фотометрии  $Z0$ ) изменяется (рис.6d(I)) поперек полосы ГП так же, как магнитное поле (рис.6b(I)) и как распределение числа звезд (рис.1(II)), т.е. наблюдается их рост после ZAMS, достижение максимума вблизи уровня  $(R/R_z) \sim 1.1 - 1.2$  и, затем, постепенное уменьшение". Это значит, что степень аномальности химического состава зависит от величины магнитного поля, подтверждая аналогичный вывод, полученный в работах [28,33].

2003а. На основе оценок средних поверхностных магнитных полей  $B_s$  для 45 звезд Глаголевский и Герт [34] изучили зависимость изменения поля при

эволюционном движении поперек полосы III. Подтвердился предыдущий результат [31], что "поле увеличивается вблизи ZAMS (рис.6(1)) практически от нуля вплоть до достижения максимума на  $R/R_z \approx 1.1-1.2$  [8] (см., 1988, 2005). После преодоления максимума поле уменьшается вследствие эволюционного роста радиуса. Когда звезды достигают двойного радиуса (в момент прохождения "петли" на эволюционном треке) поле снова растет вследствие сжатия звезды (и, возможно, продолжения роста поля за счет омического диссипации мелкомасштабных структур)". В отсутствие процессов, разрушающих магнитное поле, омическое затухание поля в звездах происходит за время  $t = 10^{10} - 10^{11}$  лет, в то время как максимальный возраст у звезд SrCrEu-группы равен  $t = 10^9$  лет (рис.2(1)). Отсюда следует, что **полный магнитный поток в течение жизни на ГП практически не изменяется**. Этот вывод подтвержден многими исследованиями [8,9,19,20,31,34,35]. О том, что никаких разрушающих процессов: турбулентии, дифференциального вращения, меридиональной циркуляции и др. в магнитных звездах нет, видно из обсуждения рис.1(1), рис.2(1) и табл.1(1) (см., 1974). Структуры магнитного поля не изменяются со временем, частично это может происходить вследствие вмороженности магнитного поля. Следовательно, **магнитные звезды вращаются твердотельно (кроме конвективного ядра)**. О неизменности структур говорит также тот факт, что много звезд имеют структуры магнитного поля центрального диполя и углы диполя к плоскости экватора  $\alpha \approx 0 - 20^\circ$  во всем диапазоне возрастов  $t = 10^6 - 10^9$  лет.

**2004a.** Ashpere et al. [36] нашли, что "нижний предел магнитных полей звезд порядка 100 гаусс, что существенно ниже, чем предел, найденный позднее я [37] (см., 2007г.)".

**2004b.** В работе [38] Мосс обсуждает проблемы происхождения и эволюции магнитных звезд. **На наш взгляд это важнейшая работа.** Показан ряд неразрешенных задач, которые мы в настоящем обзоре пытались рассмотреть с точки зрения реликтовой гипотезы.

1) Обсуждаются возможности выживания реликтового магнитного поля в период до ГП. Особенно большую проблему вызывает нестационарная фаза Хаяши. Указаны условия, при которых магнитный поток может выжить, отмечается "большая вероятность искажения первоначального поля до мелких размеров в нестационарной фазе. Автор считает, что в последующие стадии эволюции, когда радиативная звезда растет, поле в ней будет диффундировать в более однородную геометрию".

Приведенные в данном обзоре данные показывают, что эти предположения правильны. Существует ряд доводов в пользу предположения о **формировании магнитных звезд в период гравитационного коллапса с сохранением основных свойств в более поздний период эволюции (см., Заключение в (1))**. Это

Таблица 2

## СТРУКТУРА ПОЛЯ ЗВЕЗД

Структура поля	Доля звезд, %
Центральный диполь	22
Смещенный диполь вдоль оси	41
Смещенный диполь поперек оси	11
Двух и трех дипольная структура	26
Неизвестная структура	20

значит, что нестационарная фаза не столь разрушительна. Например, распределения углов  $\alpha$ , представленные на рис.1(1) [32], весьма четкие и сохраняются с возрастом. В случае сильного разрушающего воздействия на магнитные структуры в период нестационарной фазы эти распределения исказились бы, а они четкие. Кроме того, моделирование магнитных полей показывает, что 17-20% магнитных звезд имеют структуры поля диполя, находящегося в неигре (табл.2). Это с очевидностью показывает, что в период нестационарной фазы Хаяши (и в период HAcVe) не было процессов, заметно искажающих первоначальные крупномасштабные полоидальные магнитные конфигурации. Очевидно, что "запутанное и ослабленное поле в фазе Хаяши к моменту прихода звезды на ZAMS действительно диффундирует в более однородную геометрию, в основном, благодаря омической диссипации мелкомасштабной фракции". Этот процесс хорошо виден из зависимости рис.6с(1). Предварительный сценарий происхождения и эволюции магнитных звезд представлен в [39].

2) Мосс считает, что "неосесимметричные поля с силой, характерной для магнитных СР-звезд, достаточны, чтобы противостоять закручиванию дифференциальным вращением и действительно могут приводить к состоянию почти однородного вращения звезд".

Действительно, факты говорят о том, что вращение магнитных звезд твердотельное, как уже говорилось выше [5] (см., 1974, 1987b, 1988, 1990).

3) "Поля эволюционируют до динамически стабильных конфигураций, которые могут сохраняться в течение времени жизни А-звезд. В течение большей части этого времени эти поля, вероятно, будут преимущественно дипольными на поверхности".

Это мнение полностью поддерживается наблюдательными данными, как обсуждалось выше. В отсутствие дифференциального вращения и меридиональной циркуляции в стабильной звезде поле разрушается только путем омической диссипации, которая теоретически происходит за время  $t = 10^{10} - 10^{11}$

лет. Это на порядки больше максимального времени жизни магнитных звезд  $t = 10^8$  лет. Моделирование магнитных полей показывает, что структуры магнитных полей дипольные у звезд всех возрастов и стабильные [40] в течение всей их жизни на ГП (рис.1(I), рис.2(I), табл.1(I), (см., 1974, 1987b, 1994, 2014a, 2015). О неизменности структур говорит также тот факт, что существуют звезды с магнитным полем центрального диполя и углами диполя к плоскости экватора  $\alpha \approx 0 - 20^\circ$  во всем диапазоне возрастов  $t = 10^6 - 10^9$  лет. Теоретически, вследствие огромных размеров крупномасштабной дипольной фракции магнитного поля, плотность токов и джоулев нагрев оказываются ничтожными. Мелкомасштабные структуры исчезают вследствие омических потерь за время пропорциональное квадрату их размеров в основном в фазе II AeBe. Поэтому останется долго живущая крупномасштабная полоидальная структура, описываемая в первом приближении магнитным диполем.

4) Возможно, что "в некоторых случаях поля могут появляться после того, как звезда достигнет ГП - это может зависеть от ряда довольно неопределенных факторов". Действительно [9], сильные поля появляются только после достижения ZAMS, когда происходит в молодой звезде релаксации закрученных в нестационарной фазе Хаяши силовых линий и исчезает экранирование нестационарной оболочкой молодой звезды (рис.6(I), рис.1(II)) (см., 1984b, 1986, 1988, 1998b).

5) Мосс замечает, что "представляется необходимым разрешить проблему 10%".

Как мы уже обсуждали выше, открытие Престона о преимущественной ориентации магнитных полей имеет принципиальное значение в установлении механизма потери момента вращения магнитных протозвездных облаков [32]. Избирательный по отношению к углу  $\alpha$  механизм [6] потери момента вращения объясняет 10% проблему. Магнитными звездами остаются только те протозвездные объекты, которые имеют угол наклона магнитного поля к плоскости экватора вращения порядка  $\alpha \approx 0 - 20^\circ$ . Доля таких звезд мала. Отчасти доля магнитных звезд может быть уменьшена тем обстоятельством, что большое число протозвезд не являются магнитными, или у них поле слишком слабое, чтобы вызвать торможение сильнее критического, при котором магнитные протозвезды отделяются от немагнитных (см., 1981).

6) Автор задает вопрос, "почему относительно быстро вращающиеся звезды имеют малые значения  $\alpha$ , тогда как более медленные ротаторы имеют большой угол  $\alpha$  и, следовательно, более близкие оси, ссылаясь на работу [2]".

Наше исследование [5] (~120 звезд), не находит такой зависимости. По нашему мнению результат  $\alpha = 72^\circ$  для медленных ротаторов в работе [2] ошибочный (см., 2000a). Рис.1(I) подтверждает простой результат Престона [3,4], что медленные ротаторы (Si+SrCrEu)-типа, как и быстрые ротаторы

(He-r/He-w)-типа имеют характерный избыток звезд в диапазоне  $\alpha < 20^\circ$ .

2004с. Серия работ [10-18] посвящена поиску магнитных полей у звезд HAcBe. Оказалось, что "встречаются объекты с величиной поля до нескольких сот гаусс, в среднем же оно равно десяткам гаусс. Относительное количество молодых магнитных звезд равно 10%, что соответствует доле магнитных звезд ГП. Сделан вывод, что найденные звезды являются предшественниками будущих магнитных звезд". Этот важный вывод подтверждает предположение о формировании магнитных звезд в ранних стадиях эволюции, в соответствии с реликтовой гипотезой.

2005а. Глаголевский [22] рассмотрел причины медленного вращения магнитных звезд. Сделан вывод, что "на ГП торможения нет, величины  $v \sin i$  поперек полосы ГП изменяются [9], но только вследствие увеличения радиуса. Величины  $v \sin i$  всегда много меньше, чем у нормальных звезд. Скорости вращения уже на ZAMS имеют типичные для магнитных звезд малые значения. Это значит, что потеря момента вращения магнитными звездами произошла до ГП (см., 2000с, 2001, 2007а)".

Линейная регрессия зависимости  $P(R/R_z)$ , построенная по звездам всех типов пекулярности вместе, имеет незначимый угловой коэффициент  $\kappa = 1.3\sigma$  ( $R = 0.13$ ). Низкая точность угла  $\kappa$  обусловлена очень большим разбросом величин  $P$  от 1 до 25000 дней. Однако, если построить зависимость  $P(R/R_z)$  по звездам, не испытавшим сильного "магнитного" торможения, то заметно увеличение  $P$  вследствие роста радиуса рис.3(II) (SrCrEu-звезды).

Отсутствие у молодых звезд HAcBe сильных магнитных полей [8,9] (см., 2000b, 2007d), какие обычно наблюдаются у магнитных звезд, свидетельствует о том, что в "период жизни молодых лучистых звезд потеря момента вращения невозможна". Остается единственный вариант - эффективное торможение с участием магнитного поля происходит в стадии протозвезды [6]. Вероятно, в период гравитационного коллапса происходит также отделение магнитных протозвезд от нормальных (т.е. не имеющих измеримого поля) в результате исчезновения дифференциального вращения у медленных ротаторов и сохранения поля вследствие этого.

В обсуждаемой работе нет ясного суждения о механизме потери момента вращения звезд, хотя сделанные выводы, как показали более поздние исследования, правильны. Наиболее вероятный механизм потери момента вращения протозвездных облаков с участием магнитного поля предложен в работе [6], который мы считаем одним из основных в формировании магнитных звезд [32]. Одним из аргументов в пользу этого механизма является то, что он одновременно объясняет торможение протозвездных облаков, преимущественную ориентацию магнитных полей и 10% долю магнитных звезд (см., *Заключение* в (1), а также (см., 1979)).

**2005b.** Глаголевский и Герт [41] изучили изменение среднего поверхностного магнитного поля  $B_s$  (для 53 звезды) в течение эволюционного движения поперек полосы ГП. Подтвердилось, что "поле  $B_s$  после ZAMS быстро растет, достигает максимума, после чего оно уменьшается примерно обратно пропорционально кубу увеличивающегося радиуса, как теоретически должно быть в случае дипольной конфигурации поля". На самом деле (см., 1984b, 1988), изменение происходит в степени порядка 2, потому что только небольшая доля звезд ( $\sim 22\%$ , табл.2(II)) имеет структуру поля центрального диполя. Остальные звезды имеют сложные структуры. На основании изучения этой зависимости снова сделан вывод, что нет дополнительных причин разрушения поля (см., 1974, 1987b, 1994) кроме омического, а полный магнитный поток сохраняется в течение всего времени пребывания на ГП [5,42] (см., рис.2(1) и 1988, 2003, 2009, 2013).

**2005c.** В исследовании [43] Pohl et al. сделали попытку найти проявления свойств CP-объектов на очень ранних стадиях эволюции, до того, как эти звезды достигнут 30% своего времени жизни на ГП. В результате утверждается, что: 1) "CP-звезды появляются уже на ZAMS", 2) "нет заметного изменения магнитного поля в течение жизни на ГП".

Хорошо известно [8,25,31], что магнитное поле после ZAMS увеличивается, начиная от десятков гаусс (рис.6(1)), достигает максимума и затем начинает уменьшаться вплоть до  $R/R_z = 2$  (см., 1984b, 1986, 1988, 1998b, 2001, 2003a). При  $R/R_z > 2$  происходит уменьшение размеров звезд, в результате поле увеличивается в 1.5 раза.

Химические аномалии тесно связаны с магнитным полем [19,28,33], они появляются на ZAMS как только поле начинает расти (рис.6d(1)). Поэтому период эволюции вблизи ZAMS является местом формирования химически некулярных звезд [34] рис.1(II) и рис.6(1).

**2006.** В работе Кочукова и Бальюло [44] использованы данные для 150 магнитных звезд с известными гиннарховскими параллаксами. В результате исследования разных зависимостей получены следующие основные результаты:

1) "Звезды с  $M > 3M_\odot$  равномерно распределены вдоль полосы ГП".

Заметим, что звезды с  $M > 3M_\odot$  это (Si)-, (He-w)- и (He-r)-объекты. Из любого, достаточно полного списка видно, что звезд типа He-r существенно меньше, чем (Si)- и SrCeEu-объектов. Это видно также на рис.1(II) [45,46]. Таким образом, очевидно неравномерное распределение звезд вдоль полосы ГП. Появление He-r звезд связано с силой ветра. Уменьшение их количества может быть связано с тем, что в течение эволюции поперек полосы ГП часть из них перестают быть химически некуляными еще до достижения верхней границы полосы ГП вследствие усиления ветра и "выметания" гелия из атмосферы, как это предсказано в работе [47]. Влияние роста ветра и

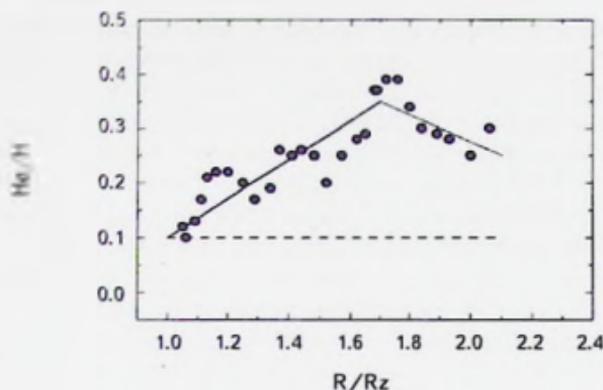


Рис.6. Изменение содержания гелия поперек полосы ГП.

магнитного поля на содержание гелия хорошо видно на рис.2 в работе [8] и на рис.6(II) [32]. Гелиевые магнитные звезды исчезают, как только происходит перестройка звезд на  $R/R_z = 2$ .

2) "Маломассивные звезды концентрируются в центре полосы ГП".

Это не так. На рис.1(II) видно, что не только маломассивные, но и звезды всех типов концентрируются в середине полосы ГП (подробнее см., 2007а).

3) "Поверхностное поле увеличивается с возрастом и массой и коррелирует с периодом вращения".

Эта проблема неоднократно обсуждалась в литературе. На самом деле среднее поверхностное поле  $B_s$  с возрастом изменяется сложным образом (рис.6(1)), а именно - после ZAMS поле растет, достигает максимума и потом начинает уменьшаться. В момент  $R/R_z = 2$  радиус звезды уменьшается, поэтому магнитное поле растет. Выше мы неоднократно обсуждали это (см., 1981a, 1984b, 1986, 1988, 1998b). Второе замечание состоит в том, что поверхностное поле на самом деле у массивных звезд меньше (рис.3(1)). Корреляция  $B_s$  с периодом вращения сложная (рис.4(1)). Она отражает наличие прямой зависимости  $\log P(B_s)$  вплоть до достижения некоторого максимума  $B_s$ , который для звезд (He-g+He-w) приходится на  $B_s = 2.5$  kG, а для звезд (Si+SrCrEu) на  $B_s = 5$  kG. Эта зависимость отражает степень потери момента вращения в зависимости от величины магнитного поля. При величине поля, превышающей максимум, торможение ослабляется по сравнению с максимальной величиной. Теория Mouschovias&Paleologou [6], не предсказывает это свойство (см., 1975).

4) "Поверхностное поле у звезд с малой массой увеличивается со временем".

Как уже было сказано выше, поверхностное поле с возрастом изменяется сложным образом для звезд всех типов пекулярности (рис.6ab(1)). Но увеличение

поля (за счет омического затухания мелкомасштабной фракции) можно видеть только в первую треть жизни звезды на ГП, после этого оно уменьшается в степени  $R^{-2}$  вследствие эволюционного увеличения радиуса, это уже обсуждалось в литературе (1981a, 1984b, 1988). Если зависимость  $B_s(R/R_L)$  исправить за счет этого уменьшения, то получается зависимость рис.6с(1), которая показывает, что после  $R/R_L = 2$  поле увеличивается в 1.5 раза за счет уменьшения радиуса в "петле" эволюционного трека в 0.75 раза [9].

5) "Период вращения со временем увеличивается из-за увеличения радиуса у звезд всех масс в согласии с законом сохранения углового момента". Это свойство хорошо заметно из рис.3(II), построенном для SrCrEu-звезд.

6) "Механизмы, которые организуют и поддерживают магнитное поле, могут быть разными для звезд разных масс".

К настоящему времени достаточно обосновано мнение [31], что есть один общий механизм, создающий магнитное поле в магнитных звездах всех масс - реликтовый. Что касается меньшей величины среднего поля у массивных звезд (рис.3(1)) (см., 1975, 1981a), то вероятнее всего она возникает вследствие трех причин: 1) большого радиуса массивных звезд, 2) малого возраста, за которое релаксация запутанного в фазе Хаяши магнитного поля не успела произойти в такой же степени, как у мало массивных звезд, 3) возможно, большего объема протозвездного родительского облака, в котором больше разнородно направленных магнитных фрагментов, в сумме уменьшающих общий вектор. Что касается поддержания магнитного поля, то оно обеспечивается высокой проводимостью плазмы. Нет необходимости искать другие причины.

2007a. В исследовании Хубриг и др. [48] пересмотрены результаты предыдущего изучения звезд с  $M < 3M_{\odot}$  и  $M > 3M_{\odot}$  [21,49-51]. Рассмотрим важнейшие выводы отдельно.

1) "Подтвержден ранний результат, что звезды с  $M < 3M_{\odot}$  концентрируются в центре полосы ГП, а с  $M > 3M_{\odot}$  находятся ближе к ZAMS".

Распределения на рис.1(II) [8,19] (2006), показывают, что магнитные звезды всех масс заметны уже на ZAMS, они занимают всю ширину полосы ГП, подтверждая результаты работы [45]. После ZAMS, по мере продвижения звезд поперек полосы ГП, их количество  $N$  растет и достигает максимума на  $R/R_L \sim 1.3$ , что соответствует времени жизни на ГП для звезд разных типов примерно 30-50%. В работе [19] мы пытаемся объяснить рост  $N$  после ZAMS тем, что постепенно усиливаются зависящие от поля химические аномалии [28,33] (рис.6d(1)) вследствие начального роста магнитного поля (фактически от  $B_s = 0G$ ). Соответственно растут интенсивности критериев отбора химически пекулярных звезд и вероятность отнести звезду к CP-объектам постепенно увеличивается. После максимума поле падает, критерии отбора ослабевают (рис.6d(1)). Частично на скорость уменьшения  $N$  после

максимума дополнительно влияет замедление эволюции на больших  $R/R_z$ . в результате число  $N$  растягивается по времени. Что касается близости звезд  $M \sim 3M_\odot$  к ZAMS, то из рис.1(II) видно, что эффект незначительный.

2) Утверждается, что "более сильные поля наблюдаются у горячих, молодых и массивных звезд: массивные звезды имеют самые короткие периоды вращения".

Относительно первого утверждения - на самом деле все наоборот. Это можно видеть из рассмотрения рис.3(I) и рис.4(I) (1975, 1981a, 1988, 2007a). Быстро вращающиеся массивные звезды с гелиевыми аномалиями имеют в среднем вдвое более слабое поле, чем медленно вращающиеся звезды (Si+SrCrEu)-типов. Вероятно объяснение различия поля состоит в том, что у массивных звезд больше диаметр и эволюционируют они значительно быстрее, вследствие чего релаксация глобального магнитного поля у них произошла в меньшей степени.

Со вторым утверждением авторов можно согласиться. Хорошо известно [9,27], что массивные звезды имеют периоды вращения короче, чем маломассивные, это видно из рис.4(I) и рис.5(II). Потеря момента вращения у массивных звезд произошла в меньшей степени вследствие более слабого магнитного поля, более короткого времени эволюции и большей массы, по сравнению со звездами (Si+SrCrEu)-типов. В работе [32] показано, что степень потери момента вращения протозвездного облака пропорциональна величине поля (рис.4(I)), обратно пропорциональна массе (рис.6(I)) и пропорциональна длительности эволюции (рис.7(I)) до нестационарной фазы Хаяши (которую мы предполагаем пропорциональной максимальному возрасту звезды).

3) "Авторы утверждают, что самые длинные периоды вращения найдены у тех звезд, которые потратили 40% времени на ГП".

Отсутствие ожидаемого изменения периода вращения при эволюционном движении звезд поперек полосы ГП хорошо видно из того, что угловой коэффициент зависимости  $\log P(R/R_z)$  незначим (см., 2005a). Это еще раз свидетельствует о том, что потеря момента вращения магнитных звезд произошла "до ГП" (1998a). Хорошо известно, что уже на ZAMS магнитные звезды имеют скорости вращения меньше, чем нормальные звезды [9].

4) "Авторы пришли к выводу, что полный магнитный поток остается без изменений в течение всей жизни на ГП". Этот результат подтверждает ранние работы [22-27,31,34,41] (см., 1988, 2003, 2005).

**2007b.** Ландстрит и др. изучили поведение величин  $\langle Be \rangle > 160$  звезд [52] в скоплениях и ассоциациях разного возраста. Получены следующие основные результаты:

1) "Оказалось, что у звезд с  $M > 3M_\odot$  поле уменьшается с возрастом на ГП приблизительно как ожидалось при сохранении магнитного потока, вследствие увеличения радиуса, или, возможно, быстрее, на временах

приблизительно  $3 \times 10^7$  лет".

В работах [8,20,25,31] (см., рис.6(1), 1981а, 1988, 1998b) уже рассматривалась эта проблема и было найдено, что действительно, у магнитных звезд всех масс происходит это уменьшение, но только после преодоления максимума, который происходит после 30–40% времени жизни на ГП. Поле на ГП не только уменьшается, оно сначала увеличивается после ZAMS. Такой ход зависимости поддерживается тем, что форма распределений  $N(R/R_z)$  для всех типов звезд одинакова (рис.1(II)). По форме они похожи на зависимости для магнитного поля, а они взаимосвязаны. Что касается уменьшения поля после прохождения максимума, то оно происходит вследствие эволюционного увеличения радиуса. Это изменение частично компенсируется увеличением  $B_z$  вследствие омического распада мелких структур, оставшихся после нестационарной фазы Хаяши. После  $(R/R_z) > 2$  поле увеличивается в 1.5 раза вследствие уменьшения радиуса в 0.75 раза в "петле" эволюционного дрека (рис.6(1)) [9,19,41]. Что касается магнитного потока, то нет механизмов, кроме омического, который мог бы его уменьшать. Магнитные звезды вращаются твердотельно, в них нет искажающих и подавляющих магнитный поток механизмов (см., 1981, 1988, 2003а, 2005b). Это видно из того, что с возрастом структуры магнитного поля не изменяются (рис.2(1)).

2) "Для звезд  $M < 3M_{\odot}$  нет убедительных данных ни об уменьшении поля, ни об уменьшения магнитного потока, даже на временах несколько единиц  $10^8$  лет".

Этот результат противоречит обсуждению в предыдущем пункте.

3) "В рассматриваемой работе [52] ставится вопрос, зависит ли величина магнитного поля от массы в пределах наблюдаемых возрастов? Авторы не находят никаких признаков такого изменения".

В противоположность этому результату, в работах [5,53] показано, что в массивных звездах поле слабее (рис.3(1), рис.4(1), (см., 1975, 1981а) в два раза по отношению к звездам (Si+SrCrEu)-групп. Причина более слабого поля может быть следствием большего радиуса, а также вследствие более короткой жизни, за которую релаксация запутанного в фазе Хаяши поля не успела произойти в такой же степени.

2007г. В работе Aulige et al. [37], рассматривается проблема слабых магнитных полей магнитных звезд. По их данным нет магнитных звезд с полем  $B_e$  меньше 300 гаусс. Предполагается, что "слабые поля разрушаются вследствие возникшей неустойчивости [54]".

К сожалению, в рассматриваемой работе изучено только 28 звезд, что для статистических исследований слишком мало. По нашим данным из 160 звезд поле  $B_s < 500$  гаусс имеют всего 11 объектов (рис.7(II)), что не противоречит результату этих авторов. Наше распределение существенно более равномерное.

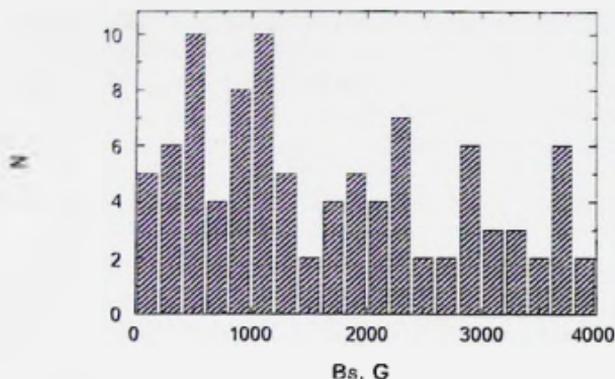


Рис.7. Распределение числа звезд  $N$  по величинам магнитного поля.

Однако наблюдаемый дефицит звезд со слабым полем происходит, по нашему мнению, по другой причине. Магнитные протозвезды со слабым полем не могут в достаточной степени потерять момент вращения и не достигают критической скорости  $V_c$ , при которой исчезает дифференциальное вращение. У таких протозвезд дифференциальное вращение закручивает силовые линии в "невидимую" тороидальную форму и они перестают быть "магнитными". На стадии звезд критическая скорость соответствует периоду вращения  $P \approx 1^d$  [55,56].

2007d. Вэйл и др. в работе [57] нашли "слабые магнитные поля у 10% звезд AeBe Херbiga, что согласуется с частотой встречаемости магнитных СР-звезд ГП". Сделан важный для физики магнитных звезд вывод, что "результаты исследования магнитных полей HАеВе-звезд соответствуют реликтовой гипотезе". Предполагается, что "слабо-магнитные HАеВе-звезды являются предшественниками магнитных СР-звезд".

2009. Ландстрит и др. в работе [58] с использованием величин  $\langle V_e \rangle$  исследовали звезды в скоплениях разного возраста. В результате был сделан ряд выводов:

1) "Магнитные поля уже присутствуют в звездах, когда они выходят на ГП".

Этот вывод подтверждает результаты большого количества измерений магнитного поля у звезд HАеВе [8,9-18,57] (см., 2007d), показывающих, что на ZAMS магнитные звезды имеют только очень слабые магнитные поля, порядка десятков, иногда сотен гаусс. Проблема слабости магнитного поля у магнитных звезд вблизи ZAMS подробно обсуждалась в работах [20,34,35] (см. 1981a, 1984b, 1988, 1998b, 2001, 2005b).

2) "Магнитное поле уменьшается на ГП вследствие эволюционного увеличения

радиуса при предположении постоянного магнитного потока. Магнитное поле уменьшается со временем быстрее, чем можно было ожидать из соображений сохранения магнитного потока при расширении звезды".

Это свойство мы неоднократно рассматривали в настоящей работе (1981а, 1984б, 1986, 1988, 2003а и т.д.). Наши исследования показывают, что поверхностное поле уменьшается только после преодоления максимума со скоростью, определяемой действием: 1) омических потерь крупномасштабного дипольного поля (пренебрежимо малы), 2) ослаблением поля за счет эволюционного увеличения радиуса, 3) усилении поля за счет упорядочения поверхностной структуры (релаксация мелких структур) и за счет уменьшения радиуса в "петле" эволюционного трека [9]. В результате поле уменьшается не в кубической степени, как это было бы при дипольной структуре магнитного поля, а в степени порядка 2 (рис.6(1)) [19,20] (см., 1984б, 1988). Таким образом, нет причин считать уменьшение поля быстрее, чем можно было ожидать из соображений сохранения магнитного потока при расширении звезды. Наоборот, если исключить влияние постепенного увеличения поля за счет исчезновения мелких структур, то степень будет слегка больше двух. После  $R/R_z > 2$  поле увеличивается в 1.5 раза вследствие уменьшения радиуса в 0.75 раза в "петле" эволюционного трека (рис.6(1)) [9,19,41]. Магнитные звезды вращаются перпендикулярно, в них нет искажающих и подавляющих магнитный поток механизмов (см., 1981, 1988, 2003а, 2005б). Это видно из того, что с возрастом структуры магнитного поля не изменяются (рис.2(1)).

2011. В исследовании Ландстрита и др. [59] найдено, что для магнитных звезд скопления "величина поля и полный магнитный поток уменьшаются в течение жизни на ГП".

При предыдущем обсуждении работы [58] (см., 1981а, 1984б, 1988, 1998б и др.) мы показали, что после ZAMS поле увеличивается, и только после максимума оно начинает уменьшаться вследствие эволюционного увеличения радиуса. Максимум наступает через ~0.3 жизни звезд на ГП. Полный магнитный поток практически остается постоянным (рис.6(1) (см., 2009)).

2013. В работах Глаголевского [35,53] делается попытка найти признаки членения поля из-за омического затухания путем построения экспоненциальных зависимостей  $B_s$  (120 звезд) от возраста. Однако вследствие того, что гелиевые звезды имеют поле в два раза меньше, чем Si и SrCrEu-объекты (рис.3(1)) [5], зависимости, построенные по данным для звезд всех типов полярности, не получаются. Тем не менее, очевидно, что "магнитное поле сохраняется у SrCrEu-звезд до  $10^9$  лет, а у более массивных звезд меньше, т.е. много меньше возможного теоретического возраста, равного  $t = 10^{10} - 10^{11}$  лет. Делается вывод, что полный магнитный поток сохраняется в течение всей жизни звезд на ГП, т.е. отсутствуют дополнительные механизмы разрушения поля [5] (см.,

1988, 2003, 2005b)”. Изменение поверхностного поля  $B_s$  определяется тремя факторами: 1) омической диссипацией мелкомасштабной фракции, 2) ослаблением поля за счет эволюционного увеличения радиуса (рис.6b(1)), 3) усилению глобального поля за счет уменьшения радиуса в момент достижения  $R/R_* = 2$  [9] (рис.6bc(1)). Распределение поля по  $B_s$  в основном гауссовое [35], но часть звезд с  $B_s > 12$  килогаусс выходит за границы распределения. Увеличение количества данных о  $B_s$  принципиально не изменило предыдущий вывод о том, что “изменение среднего поверхностного поля  $B_s$  происходит, начиная от десятков гаусс на ZAMS, роста вплоть до максимума, и последующего падения по квадратическому закону (рис.6b(1)). Химические аномалии изменяются в соответствии с изменениями поверхностного поля (рис.6d(1))”.

2014–2016. Глаголевский исследовал поведение средних поверхностных величин магнитного поля  $B_s$  для 160 магнитных звезд [5,19,20,39,55,60] с целью уточнения сценария эволюции магнитных звезд. На основании обсуждений свойств магнитных звезд в статьях I и II, можно предполагать, что магнитные звезды сформировались из неравномерно намагниченных протозвездных облаков с неравномерной плотностью. Большое разнообразие величин магнитного поля в родительских протозвездных облаках приводит к такому же большому диапазону измеряемых величин поля в звездах. Сложные структуры магнитного поля возникают вследствие сжатия сложных структур родительских протозвезд. Структуры магнитного поля звезд, описываемые двумя или тремя магнитными диполями (табл.2) [39], происходят от сложных структур родительских облаков [4] (см., *Заключение* в I части). Простые дипольные структуры возникают из равномерно намагниченных облаков или облаков, в которых магнитное поле пропорционально плотности [39].

Характерным свойством магнитных звезд является медленное вращение. Из теории известно, что в стадиях гравитационного коллапса потеря момента вращения протозвезды с участием магнитного поля происходит на порядки более эффективно, чем в молодых лучистых звездах [6]. Наблюдательные данные не противоречат предположению, что “магнитное торможение” протозвезд происходит избирательно по отношению к углу  $\alpha$  (см., 1981) при условии действия механизма Mouschovias&Paleologou [6]. Это приводит к большому числу звезд с углом  $\alpha \approx 0 - 20^\circ$ . В этом диапазоне количество звезд на  $1^\circ$  в 5 раз больше, чем в диапазоне  $\alpha \approx 20 - 90^\circ$  (углы  $\alpha$  определяются в результате моделирования структур магнитных полей). Их распределения для разных возрастных групп приведены на рис.1(1). Четкий максимум при  $\alpha \approx 0 - 20^\circ$  на распределении  $N - \alpha$  (рис.1(1)) служит признаком того, что в нестационарной фазе Хаяши и в период жизни звезд НАеВе сильные деформации крупномасштабных магнитных структур не происходит. Большое число звезд всех возрастов, имеющих структуры магнитного поля центрального диполя (22%, табл.1), тоже является

признаком того, что во всех фазах эволюции нет процессов, искажающих крупномасштабные структуры магнитного поля, или формирующих новые. В фазе Хаяши и HAcVe не известны процессы, которые могли бы привести к сложным структурам магнитных полей. В нестационарной фазе Хаяши по-видимому возникают условия, приводящие к мелкомасштабным искажениям начального поля в виде жгутов, ячеек, волокон и др. [38,61].

Формирование всех характерных свойств магнитных звезд скорее всего происходит в фазе гравитационного коллапса (см., *Заключение* в статье (1)). В этот период происходит избирательное по отношению к углу  $\alpha$  "магнитное" торможение родительских протозвезд. Потерявшие момент вращения магнитные (и не магнитные) медленные (в количестве 10%) ротаторы сохраняют свое положительное поле, в то время как в быстрых ротаторах возникает дифференциальное вращение, запутывающее крупномасштабное поле в "невидимую" тороидальную форму (см., 1965, 2017). Так отделяются магнитные звезды от "нормальных" объектов. Вследствие потери момента вращения уменьшается вероятность формирования тесных двойных. Возникает дефицит тесных двойных среди магнитных звезд. В результате потери момента вращения возникают условия стабильности звезд и твердотельности вращения (см., 1974, 1987, 2004).

Обсуждается вероятная причина слабости магнитных полей у звезд HAc/Ve, которая могла произойти в результате частичного запутывания силовых линий в нестационарной фазе Хаяши [38,61] в форму жгутов, ячеек, волокон и др., но с сохранением крупномасштабной составляющей (см., 1998, 2004b). В этот период магнитное поле состоит из двух фракций - крупномасштабной и мелкомасштабной. В результате звезды HAcVe имеют очень слабое магнитное поле порядка десятков и иногда сотен гаусс. Поэтому в фазе лучистой молодой звезды не может быть и речи о возникновении условий для "магнитного" торможения, но возникают условия для его релаксации и быстрого исчезновения мелкомасштабной фракции вследствие омической диссипации. К моменту выхода на ZAMS некоторые из них успевают сформироваться как типичные магнитные звезды (HD20775, V381Or). Очевидно, что мощные аккреционные воздействия на внешние области молодых лучистых звезд тоже заметно не повлияли на условия в молодой звезде. Пока нет идей, которые могли бы объяснить формирование основных свойств магнитных звезд в нестационарной фазе или фазе HAcVe.

В момент прихода звезды на ZAMS поле растет вследствие релаксации и омической диссипации мелких структур и, возможно, из-за уменьшения экранирования нестационарной оболочкой [19,20,53]. Поле растет, но темп роста постепенно уменьшается по мере исчезновения мелкомасштабной составляющей. В некоторый момент, примерно через 30-40% времени жизни

на III, начинает преобладать действие уменьшения магнитного поля вследствие эволюционного увеличения радиуса (рис.1(II)). В результате поле испытывает максимум и начинает уменьшаться пропорционально  $R^2$ . Долгоживущая крупномасштабная фракция сохраняет в себе все основные свойства магнитных ячеек, приобретенные в период гравитационного коллапса магнитных протозвезд. Уменьшение поля при увеличении радиуса оказывается не кубическим, как должно было быть при дипольной структуре, а квадратическим [38]. Очевидно, что отклонение от кубического закона происходит потому, что только 22% звезд имеют структуру поля, соответствующую центральному диполю (табл.2), остальные - более сложную. После ZAMS магнитные звезды показывают не только рост магнитного поля  $B_s$  и рост химических аномалий, но и рост числа звезд  $N$ , вплоть до достижения полосы ГП, соответствующей V классу светимости (рис.6(I)). Поле подавляет микротурбулентцию, управляет диффузией химических элементов. Рост поля сопровождается усилением химических аномалий и усилением критериев отбора CP-звезд. Число звезд  $N(R/R_z)$  в этот период растет. Росту поля противодействует его ослабление вследствие эволюционного увеличения радиуса. По этой причине и вследствие ускорения движения поперек полосы ГП число  $N$  после преодоления максимума тоже начинает уменьшаться (рис.1ab(II)). На ГП магнитное поле состоит из основной крупномасштабной фракции и сохранившейся небольшой части среднемасштабной фракции, которая постепенно исчезает вследствие омической диссипации. Соотношение крупномасштабной и среднемасштабной фракции постепенно растет в пользу первой. Из-за ослабления поля степень химических аномалий уменьшается, при этом ослабляются критерии отбора химически пекулярных звезд, отчего число  $N(R/R_z)$  уменьшается. В тот момент, когда радиус увеличивается в два раза, звезда достигнет "летли" на эволюционном треке ГП. В этот момент происходит уменьшение радиуса звезды в 0.75 раза и рост магнитного поля в 1.5 раза, наблюдается скачок на таких основных зависимостях как  $B_s(R/R_z)$ ,  $N(R/R_z)$ ,  $v \sin i(R/R_z)$  и др. Период вращения быстро изменения не испытывает. Интересно то, что звезды доходят до верхней границы полосы ГП с достаточно сильным полем и не заметно, чтобы оно постепенно уменьшалось по мере ухода ее с ГП. Поле теряется быстро. Пограничные звезды имеют поле в среднем 4000 гаусс.

Среди звезд с характерной сложной структурой магнитного поля есть как очень молодые с возрастом  $t = 1.6 - 4.0 \cdot 10^6$  лет, так и очень старые -  $t = 8.0 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9$  лет. Таковую же стабильность демонстрируют одно-дипольные звезды, ориентированные в плоскости экватора. С возрастом структуры магнитного поля остаются неизменными (рис.1(I), рис.2(I) и табл.1(I)). Это обстоятельство является одним из признаков отсутствия крупномасштабных движений вещества внутри магнитных звезд, а также твердотельности их вращения. Вероятно в

СР-звездах без магнитного поля происходит то же самое.

Предельный возраст магнитных звезд равен  $\log t = 9$  лет (рис.2(I)), причем такие объекты имеют  $T_{\text{эфф}} \sim 6500 - 7500$  К, т.е. они находятся на границе с конвективными звездами. Этот возраст много меньше максимального теоретического возраста магнитного поля ( $t = 10^{10} - 10^{11}$  лет, поэтому можно считать, что полный магнитный поток в течение всего времени жизни звезд на ГП практически остается неизменным.

Долгое время была непонятна наблюдаемая зависимость  $B_s(\log P)$ . Оказалось, что на нее накладываются несколько эффектов. Степень торможения протозвездного облака пропорциональна величине магнитного поля, длительности эволюции до нестационарной фазы и обратно пропорциональна массе. Максимальная эффективность потери момента вращения наблюдается при определенной величине поля, зависящей от массы звезды [5] (рис.4(I)).

Таким образом, в соответствии с нашим сценарием наиболее важным периодом эволюции магнитных звезд является период до нестационарной фазы Хаяши, когда формируются основные свойства магнитных звезд. Химически пекулярные звезды без поля формируются из ротаторов, у которых скорость вращения меньше критической изначально.

**2016b.** В работе Fossati et al. [62] найдено, что "по сравнению с нормальными звездами количество магнитных He-г-объектов с  $M > 5 M_{\odot}$  при их эволюционном движении поперек ГП уменьшается к концу их жизни на ГП. Авторы утверждают, что это происходит вследствие некоторого дополнительного разрушения магнитного поля, превышающего омическую диссипацию".

Наше предположение на этот счет другое. Во-первых, изменение поля при движении звезды поперек полосы ГП происходит не вследствие омической диссипации, а в результате увеличения радиуса. Во-вторых, на рис.1(II) представлены распределения  $N(R/R_z)$  для звезд всех типов пекулярности. Все распределения подобны, но звезды с аномальными линиями гелия оканчиваются на величине  $(R/R_z) \approx 2.4$ , а звезды Si и SrCrEu группы на  $(R/R_z) \approx 2.6$ . Эта проблема рассматривалась нами в 1998г. [8,47]. Появление He-г звезд связано с силой ветра. Уменьшение количества может быть связано с тем, что в течение эволюции поперек полосы ГП часть из них перестают быть химически пекулярными еще до достижения верхней границы полосы ГП вследствие усиления ветра и "выметания" гелия из атмосферы, как это предсказано в работе [47]. Влияние роста ветра и магнитного поля на содержание гелия хорошо видно на рис.2 в работе [8] и на рис.6(II), взятого из [32]. После  $R/R_z = 2$  гелиевые звезды исчезают вследствие перестройки звезды и ослабления ветра.

**2017.** Глаголевский в [60] на основании анализа последних данных вновь подтвердил предположение [9,31,32], что медленное вращение магнитных и не магнитных СР-звезд является единственной причиной отделения их от

нормальных (не магнитных) звезд. Магнитное поле практически не влияет на это событие, это видно из того, что распределения по скоростям вращения у них одинаковые (рис.7 в работе [60]) (см., 1965, 2001, 2017).

3. **Заключение.** В *Заключении* первой части настоящей статьи [1] мы пытались обосновать предположение, что условия в фазе гравитационного коллапса, особенно действие механизма потери момента вращения родительских магнитных протозвездных облаков с помощью механизма Mouschovias&Paleologou, являются определяющими в жизни магнитных звезд. Возможно ли формирование магнитных звезд в фазе HАeВе? Во-первых, как мы отметили выше, у звезд HАeВе нет достаточно сильных магнитных полей. Предположим, найден механизм, подобный механизму Mouschovias&Paleologou [6], с которым мы получили бы малую скорость вращения, преимущественную ориентацию магнитных силовых линий и 10% долю магнитных звезд. Первая трудность состоит в том, что нет механизмов, которые могли бы в лучистой молодой звезде сформировать наблюдаемые сложные структуры наряду с чисто дипольными. Вторая трудность заключается в получении дефицита тесных двойных среди магнитных звезд. Потеря момента вращения должна была произойти уже в начальные периоды эволюции в фазе гравитационного сжатия, но не в период формирования молодых объектов, у которых поле очень слабое. Третьей трудностью является теоретическое предсказание, что потеря момента вращения у протозвездных облаков на порядки эффективнее, чем у плотных молодых звезд.

В связи с работой Мосса [38] возникает важная проблема выживаемости крупномасштабного дипольного магнитного поля в течение всего периода жизни от протозвездных магнитных объектов до конца эволюции магнитных звезд. Наблюдаемая вековая стабильность структур показывает, что меридиональной циркуляции, дифференциального вращения и других нестабильностей в магнитных звездах нет. Это видно, в частности, из рис.1(1), 2(1) и табл.1(1), где хорошо видно, что структуры магнитного поля со временем не изменяются [32] и магнитные звезды вращаются твердотельно (2003а).

Рисунки построены с использованием каталога параметров [30].

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

## PROGRESS IN STUDIES OF THE EVOLUTION OF THE MAGNETIC FIELDS OF CP STARS. II

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

The works on the study of physical properties of the magnetic and non-magnetic chemically peculiar stars performed after 2000 are analyzed. The properties supporting a relic hypothesis of the origin of magnetic stars are considered in detail. The possible scenario of the origin of the magnetic stars is analyzed.

Key words: *magnetic CP stars: stellar evolution*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **61**, 413, 2018.
2. J.D.Landstreet, G.Mathys, *Astron. Astrophys.*, **359**, 213, 2000.
3. G.W.Preston, *Astrophys. J.*, **150**, 547, 1967.
4. G.W.Preston, *The Magnetic and Related stars*, Ed. by R.Cameron, (Mono Book Corp., Baltimore, 1967), p.3.
5. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **59**, 321, 2016.
6. T.Ch.Mcuschovias, E.V.Paleologou, *Astrophys. J.*, **230**, 204, 1979.
7. K.Stepien, *Astron. Astrophys.*, **353**, 227, 2000.
8. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, *Bull. SAO*, **45**, 105, 1998.
9. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, *Bull. SAO*, **51**, 88, 2001.
10. S.Hubrig et al., *Astron. Astrophys.*, **428**, L1, 2004.
11. G.Wade et al., *Astron. Astrophys.*, **442**, L31, 2005.
12. S.Hubrig et al., *Astron. Astrophys.*, **446**, 1089, 2006.
13. C.Cotata et al., *Astron. Astrophys.*, **462**, 293, 2007.
14. G.Wade et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **376**, 1145, 2007.
15. S.Hubrig et al., *Astron. Astrophys.*, **463**, 1039, 2007.
16. S.Hubrig et al., *Astron. Nachr.*, **331**, 361, 2010.
17. S.Hubrig et al., *Astron. Astrophys.*, **525**, L4, 2011.
18. E.Alecian et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 1001, 2012.
19. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **58**, 29, 2015.
20. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **59**, 164, 2016.
21. S.Hubrig, P.North, G.Mathys, *Astrophys. J.*, **539**, 352, 2000.
22. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **48**, 194, 2005.

23. *M.R.Hartoog*, *Astrophys. J.*, **212**, 723, 1977.
24. *P.North*, *Astron. Astrophys.*, **334**, 181, 1998.
25. *P.North, N.Cramer*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **58**, 387, 1984.
26. *P.North*, *Astron. Astrophys.*, **141**, 328, 1984.
27. *Yu.V.Glagolevskij*, *Sobshcheniya SAO*, **54**, 73, 1987.
28. *Yu.V.Glagolevskij*, *AZh.*, **71**, 858, 1994.
29. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **72**, 418, 2017.
30. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, 2018 (in press).
31. *Yu.V.Glagolevskij*, *Magnetic stars*, Leningrad, Nauka, 1988, p.206.
32. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **72**, 305, 2017.
33. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **62**, 244, 2007.
34. *Yu.V.Glagolevskij*, *E. Gerth*, *ASP Conf. Ser.*, No305, 2003, p.225.
35. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **56**, 173, 2013.
36. *M.Auriere, J.Silvester, G.Wade*, *IAUS*, **224**, 663, 2004.
37. *M.Auriere et al.*, *Astron. Astrophys.*, **475**, 1053, 2007.
38. *D.Moss*, *IAU Symp.*, **224**, 245, 2004.
39. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **57**, 315, 2014.
40. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **66**, 144, 2011.
41. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, *Bull. SAO*, **58**, 17, 2005.
42. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **59**, 321, 2016.
43. *H.Pohl, E.Paunzen, H.M.Maintzen*, *Astron. Astrophys.*, **441**, 1111, 2005.
44. *O.Kochukhov, S.Bagnulo*, *Astron. Astrophys.*, **450**, 763, 2006.
45. *A.E.Gomez et al.*, *Astron. Astrophys.*, **336**, 953, 1998.
46. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. SAO*, **53**, 33, 2002.
47. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. SAO*, **46**, 118, 1998.
48. *S.Hubrig et al.*, *Astron. Nachr.*, **328**, 475, 2007.
49. *S.Hubrig et al.*, *ASP Conf.*, **343**, 374, 2005.
50. *S.Hubrig et al.*, *AIP Conf. Ser.*, **784**, 145, 2005.
51. *S.Hubrig et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **327**, 289, 2006.
52. *J.D.Landstreet et al.*, *Astron. Astrophys.*, **470**, 685, 2007.
53. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **56**, 407, 2013.
54. *G.Wade et al.*, *ASP Conf. Ser.*, **405**, 499, 2009.
55. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **58**, 350, 2015.
56. *H.Aht, N.Morrell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 135, 1995.
57. *G.Wade et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **376**, 361, 2007.
58. *J.D.Landstreet et al.*, *ASP Conf.*, **405**, 505, 2009.
59. *J.D.Landstreet, S.Bagnulo, V.Andretta et al.*, *Magnetic stars*, Nizhniy Arkhys, 2011, p.14.
60. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **57**, 204, 2014.
61. *A.E.Dudorov*, in *Itogi nauki i tekhniki, Ser. Astronomiya*, Edited by Rudnitskiy (VINITI, Moskva, 1990), **39**, p.77.
62. *L.Fossaty, F.R.N.Schneider, N.Castro et al.*, *Astron. Astrophys.*, **529**, A84, 2016.

## АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 61, 2018 год

<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г.</i> Об ускоренном расширении ранней и поздней Вселенной в рамках скалярно-тензорной теории тяготения. II	141
<i>Аджаян Г.С.</i> Уравнение состояния горячего кваркового вещества при удержании нейтрино	585
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	131
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	585
<i>Акопян С.А.</i> Панорамная спектроскопия галактик с очагами звездообразования. Исследование SBS 0750+603A	343
<i>Алавердян Г.Б., Вартамян Ю.Л.</i> Гибридные звезды в рамках локальной модели Намбу-Иона-Лазиню для кварковой материи	557
<i>Алексеев И.Ю.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i> )	15
<i>Алексеев И.Ю.</i> (см. <i>Кожевникова А.В.</i> )	41
<i>Амин М., Елсанури В.Г., Арун А.А.</i> Первый фотометрический анализ открытых скоплений Долидзе 32 и 36	221
<i>Ананьевская Ю.К.</i> (см. <i>Герашенко А.Н.</i> )	207
<i>Антошок К.А.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Антошок О.И.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Арун А.А.</i> (см. <i>Амин М.</i> )	221
<i>Арун А.А., Эсам А., Басура Х.</i> Фотометрические наблюдения BVRI и исследование недавно обнаруженной затменно-двойной звезды типа WUMa кратной системы ISWASP J093010.78+533859.5	511
<i>Арутюнян Г.А., Погосян О.А.</i> Решение функциональных уравнений Амбарцумяна для плоской среды конечной толщины численными методами	599
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i> )	141
<i>Бабина Ю.В.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Багдасарян Д.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )	131
<i>Багмянян В., Туманян М., Саакян Н., Варданян Ю.</i> Высокоэнергетическое гамма-излучение от PKS 0625-35	179
<i>Басура Х.</i> (см. <i>Арун А.А.</i> )	511
<i>Белова О.М., Бычков К.В.</i> Устойчивость нестационарного охлаждения чисто водородного газа относительно числа учитываемых дискретных уровней	119
<i>Белова О.М., Бычков К.В.</i> Влияние излучения фотосферы на вышележащие слои атмосферы звезды	255
<i>Берадзе С.</i> (см. <i>Кочиашвили Н.</i> )	31
<i>Бескровная Н.Г.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i> )	15
<i>Бруевич В.В.</i> (см. <i>Бруевич Е.А.</i> )	271

<i>Бруевич Е.А., Бруевич В.В.</i> Мощные вспышки на Солнце в сентябре 2017. Сравнение с самыми крупными вспышками 24 цикла	271
<i>Гамков К.В.</i> (см. <i>Белова О.М.</i> )	119
<i>Гамков К.В.</i> (см. <i>Белова О.М.</i> )	255
<i>Валюхин Г.Г.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i> )	15
<i>Варджанидзе М.</i> (см. <i>Кочиашвили Н.</i> )	31
<i>Варданян Ю.</i> (см. <i>Багманян В.</i> )	179
<i>Вартанян Ю.Л.</i> (см. <i>Алавердян Г.Б.</i> )	557
<i>Вартанян Р.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	367
<i>Васильев Е.О., Шекинов Ю.А., Сетхи Ш.К., Рябова М.В.</i> Нагрев межгалактического газа в окрестности растущих черных дыр в эпоху реионизации водорода	399
<i>Василькова О.О.</i> (см. <i>Поляков Е.В.</i> )	495
<i>Верми В.К.</i> (см. <i>Миттал Н.</i> )	541
<i>Воробьев Э.И.</i> (см. <i>Марсаков В.А.</i> )	191
<i>Галеев А.И.</i> (см. <i>Клянов А.С.</i> )	79
<i>Гачечиладзе Т.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.</i> )	391
<i>Герашенко А.Н., Апаньевская Ю.К.</i> Исследование шарового скопления NGC 7006	207
<i>Гигоян К.К.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	367
<i>Гигоян К.С.</i> (см. <i>Маурон Н.</i> )	101
<i>Гигоян К.С., Маурон Н., Саркиссиан А., Жамкотчян Ф., Костандян Г., Мефта М., Гигоян К.К., Вартанян Р.</i> Новые углеродные звезды из каталога периодических переменных	367
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Прогресс в исследованиях эволюции магнитных полей CP-звезд. I	459
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Прогресс в исследованиях эволюции магнитных полей CP-звезд. II	623
<i>Гожа М.Л., Марсаков В.А., Коваль В.В.</i> О содержании химических элементов в переменных типа RR Лиры поля и их кинематических параметрах	55
<i>Гожа М.Л.</i> (см. <i>Марсаков В.А.</i> )	191
<i>Гопасюк О.С.</i> Магнитные транзиенты во время вспышек 9 мая 2012г. в NOAA 11476 и 4 июля 2012 в NOAA 11515	287
<i>Горшанов Д.Л.</i> (см. <i>Поляков Е.В.</i> )	495
<i>Джипаридзе Д.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.</i> )	391
<i>Едикян А.</i> О возможности ускорения частиц в условиях ударной волны	351
<i>Егизарян А.А.</i> Новые наблюдения галактик с ультрафиолетовым избытком	455
<i>Елсанури В.Г.</i> (см. <i>Амин М.</i> )	221
<i>Жамкотчян Ф.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	367
<i>Коваль В.В.</i> (см. <i>Гожа М.Л.</i> )	55

<i>Коваль В.В.</i> (см. <i>Марсаков В.А.</i> )	191
<i>Кожеевников В.П.</i> (см. <i>Кожеевникова А.В.</i> )	41
<i>Кожеевникова А.В., Кожеевников В.П., Алексеев И.Ю.</i> Фотосферные пятна и вспышка на активной карликовой звезде FR Sps	41
<i>Козлова О.В.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i> )	15
<i>Кондратьева Л.Н., Рспаев Ф.К., Рсва И.В., Кругов М.А.</i> Фотометрические и спектральные исследования объекта EG And	353
<i>Костандян Г.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	367
<i>Костандян Г.Р.</i> (см. <i>Маурон Н.</i> )	101
<i>Костюк И.П., Сильченко О.К.</i> Исправленные за пыль темпы звездообразования в галактиках с внешней кольцевой структурой	5
<i>Кочиашвили И.</i> (см. <i>Кочиашвили Н.</i> )	31
<i>Кочиашвили Н., Берадзе С., Пацелишвили Р., Кочиашвили И., Воробейшвили М., Панике А.</i> О квазипериодических изменениях яркости Р Сугпи	31
<i>Крикорян Р.А.</i> Об интерпретации собственной массы как постоянного множителя Лагранжа	417
<i>Кругов М.А.</i> (см. <i>Кондратьева Л.П.</i> )	353
<i>Любимков Л.С.</i> Легкие химические элементы в звездах: загадки и нерешенные проблемы	297
<i>Маградзе Д.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.</i> )	391
<i>Макандарашвили Ш.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.</i> )	391
<i>Макаров Д.И.</i> (см. <i>Шарина М.Е.</i> )	485
<i>Макарова Л.Н.</i> (см. <i>Шарина М.Е.</i> )	485
<i>Маллапушенко В.П.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Марсаков В.А., Гожжа М.Л., Коваль В.В., Воробьев Э.И.</i> Химический состав звезд типа RR Лиры поля как индикатор эволюции галактики	191
<i>Марсаков В.А.</i> (см. <i>Гожжа М.Л.</i> )	55
<i>Маурон Н., Гигоян К.С., Костандян Г.Р.</i> Новые звезды асимптотической ветви гигантов в галактическом гало	101
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	367
<i>Мелинаришвили Т.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.</i> )	391
<i>Мефта М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	367
<i>Миттал Н., Верма В.К.</i> Низкочастотные радиовсплески типа II от солнечных вспышек, связанных с корональными выбросами массы	541
<i>Михайлов Е.А.</i> Модель динамо в торе для исследования магнитных полей во внешних кольцах галактик	165
<i>Пацелишвили Р.</i> (см. <i>Кочиашвили И.</i> )	31
<i>Ограшвили И.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.</i> )	391

<i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Райков А.А.</i> )	615
<i>Павленко Е.П.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Павлянский С.Е.</i> (см. <i>Погодин М.А.</i> )	15
<i>Паннике А.</i> (см. <i>Кочишвили И.</i> )	31
<i>Петросян Г.В.</i> Новые переменные звезды каталога КР 2001, найденные из базы данных обзора переменности северного неба	65
<i>Никичин О.В.</i> Обратная задача статистического определения общего числа, функции светимости и характеристик изменчивости блеска звезды типа Т Тельца в звездных агрегатах	377
<i>Пить И.В.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Погодин М.А., Павловский С.Е., Козлова О.В., Бескровная Н.Г., Алексеев И.Ю., Валявин Г.Г.</i> Об особенностях спектральной переменности Ae/Be звезды Хербига HD 37806	15
<i>Погодин М.А.</i> (см. <i>Поляков Е.В.</i> )	495
<i>Погосян О.А.</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i> )	599
<i>Поляков Е.В., Василькова О.О., Горшанов Д.Л., Погодин М.А., Шаох Н.А.</i> Исследование изменений блеска компонентов визуально-двойной системы б1 Лебеда по наблюдениям на нормальном астрोगрафе ГАО РАН	495
<i>Попов Е.А.</i> (см. <i>Райков А.А.</i> )	615
<i>Райков А.А., Попова Е.А., Орлов В.В.</i> Динамические космологические тесты	615
<i>Рева И.В.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i> )	353
<i>Редди Р.</i> (см. <i>Сахоо П.К.</i> )	153
<i>Рспаев Ф.К.</i> (см. <i>Кондратьева Л.Н.</i> )	353
<i>Рыбова М.В.</i> (см. <i>Васильев Е.О.</i> )	399
<i>Саакян Н.</i> (см. <i>Багманян В.</i> )	179
<i>Саарян А.А., Саргсян А.Г.</i> Идентифицированная космологическая постоянная в модели мира на бране с компактным измерением	423
<i>Салуквадзе Г., Ограпишвили Н., Мезрадзе Д., Джапаридзе Д., Мдинаришвили Т., Чаргешивили В., Гачечиладзе Т., Макандарашвили Ш.</i> Статистическое изучение солнечных радиовсплесков на частоте 210 МГц	391
<i>Санад М.Р.</i> (см. <i>Хамед Г.М.</i> )	109
<i>Саргсян А.Г.</i> (см. <i>Саарян А.А.</i> )	423
<i>Саркиссиан А.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )	367
<i>Сахоо П.К., Редди Р.</i> Локальная полностью вязкая космологическая модель Бианки первого типа в $(R, T)$ гравитации	153
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В.</i> Магнитное поле нейтронной звезды с кларковым ядром	573
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Багдасарян Д.</i> Генерация магнитного поля в гибридных звездах	131

<i>Сетхи Ш.К.</i> (см. <i>Васильев Е.О.</i> )	399
<i>Сильченко О.К.</i> (см. <i>Костюк Н.П.</i> )	5
<i>Сингх А.</i> (см. <i>Сингх Т.</i> )	439
<i>Сингх Т., Чауби Р., Сингх А.</i> Некоторые космологические модели с отрицательным потенциалом	439
<i>Склянов А.С., Павленко Е.П., Антошок О.И., Сосновский А.А., Маланушенко В.П., Пить Н.В., Антошок К.А., Хайрутдинова А.Н., Бабина Ю.В., Галеев А.И.</i> NY Ser: Вспышечная активность и мультипериодические процессы на разных ее стадиях в 2014 и 2016гг.	79
<i>Сосновский А.А.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Старицин Е.И.</i> Возможно ли частичное переименование вещества и компонентах двойных систем?	235
<i>Туманян М.</i> (см. <i>Багманян В.</i> )	179
<i>Хайрутдинова А.Н.</i> (см. <i>Склянов А.С.</i> )	79
<i>Хамед Г.М., Санад М.Р., Эсам А., Юсеф Ш.</i> Эволюция ультрафиолетового спектра V1974 Cyg на IUE спектрах низкого разрешения	109
<i>Чаргеишвили В.</i> (см. <i>Салуквадзе Г.</i> )	391
<i>Чауби Р.</i> (см. <i>Сингх Т.</i> )	439
<i>Шарина М.Е., Макарова Л.Н., Макаров Д.И.</i> Градиенты металличности и возраста звезд в карликовых сфероидальных галактиках KКs 3 и ESO 269-66	485
<i>Шаринова Л.М.</i> Характеристики эмиссионного спектра ядра сейфертовской галактики NGC 7469 на шкале времени десятилетия	329
<i>Шахт Н.А.</i> (см. <i>Поляков Б.В.</i> )	495
<i>Щекинов Ю.А.</i> (см. <i>Васильев Е.О.</i> )	399
<i>Эсам А.</i> (см. <i>Хамед Г.М.</i> )	109
<i>Эсам А.</i> (см. <i>Арун А.А.</i> )	511
<i>Юсеф Ш.</i> (см. <i>Хамед Г.М.</i> )	109

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск I

- Исправленные за пыль темпы звездообразования в галактиках с  
внешней кольцевой структурой  
*И.П.Костюк, О.К.Сильченко* 5
- Об особенностях спектральной переменности Ae, Be звезды Хербига  
HD 37896  
*М.А.Погодин, С.Е.Павловский, О.В.Козлова,  
Н.Г.Бескровная, И.Ю.Алексеев, Г.Г.Валявин* 15
- О квазипериодических изменениях яркости Р Cygni  
*И.Кочиашвили, С.Берадзе, Р.Нацелишвили,  
И.Кочиашвили, М.Вардосанидзе, А.Паннике* 31
- Фотосферные пятна и вспышка на активной карликовой звезде FR Sps  
*А.В.Кожевникова, В.П.Кожевников, И.Ю.Алексеев* 41
- О содержании химических элементов в переменных типа RR Лиры  
полю их кинематических параметрах  
*М.Л.Гожжа, В.А.Марсаков, В.В.Коваль* 55
- Новые переменные звезды каталога KP 2001, найденные из базы  
данных обзора переменности северного неба  
*Г.В.Петросян* 65
- NY Ser: Вспышечная активность и мультипериодические процессы  
на разных ее стадиях в 2014 и 2016гг.  
*А.С.Склянов, Е.П.Навленко, О.И.Антонок, А.А.Сосновский,  
В.П.Маланушенко, Н.В.Пить, К.А.Антонок,  
А.Н.Хайрутдинова, Ю.В.Бабина, А.И.Галеев* 79
- Новые звезды асимптотической ветви гигантов в галактическом гало  
*Н.Маурон, К.С.Гигоян, Г.Р.Костандян* 101
- Эволюция ультрафиолетового спектра V1974 Cyg на IUE спектрах  
низкого разрешения  
*Г.М.Хамед, М.Р.Санад, А.Эссам, Ш.Юсеф* 109
- Устойчивость нестационарного охлаждения чисто водородного газа  
относительно числа учитываемых дискретных уровней  
*О.М.Белова, К.В.Бычков* 119
- Генерация магнитного поля в гибридных звездах  
*Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.Багдасарян* 131
- Об ускоренном расширении ранней и поздней Вселенной в рамках  
скалярно-тензорной теории тяготения. II  
*Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян* 141
- Локальная полностью вязкая космологическая модель Бианки первого  
типа в  $(R, T)$  гравитации  
*П.К.Сахов, Р.Редди* 153

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 2

Памяти академика Э.Е.Хачикяна	163
Модель динамо в торе для исследования магнитных полей во внешних кольцах галактик	
<i>Е.А.Михайлов</i>	165
Высокоэнергетическое гамма-излучение от PKS 0625-35	
<i>В.Багмян, М.Туманян, Н.Саакян, Ю.Варданян</i>	179
Химический состав звезд типа RR Лиры поля как индикатор эволюции подсистем галактики	
<i>В.А.Марсаков, М.Л.Гожя, В.В.Коваль, Э.И.Воробьев</i>	191
Исследование шарового скопления NGC 7006	
<i>А.Н.Герашенко, Ю.К.Анашьева</i>	207
Первый фотометрический анализ открытых скоплений Долидзе 32 и 36	
<i>М.Амин, В.Г.Эсанури, А.А.Арун</i>	221
Возможно ли частичное перемешивание вещества в компонентах двойных систем?	
<i>Е.И.Старичин</i>	235
Влияние излучения фотосферы на вышележащие слои атмосферы звезды	
<i>О.М.Белова, К.В.Бычков</i>	255
Мощные вспышки на Солнце в сентябре 2017. Сравнение с самыми крупными вспышками 24 цикла	
<i>Е.А.Бруевич, В.В.Бруевич</i>	271
Магнитные транзиенты во время вспышек 9 мая 2012г. в NOAA 11476 и 4 июля 2012г. в NOAA 11515	
<i>О.С.Гонасюк</i>	287
<b>ОБЗОРЫ</b>	
Легкие химические элементы в звездах: загадки и нерешенные проблемы	
<i>Л.С.Любимков</i>	297

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 3

- Памяти академика Ю.Н.Гнедина 327
- Характеристики эмиссионного спектра ядра сейфертовской галактики NGC 7469 на шкале времени десятилетия  
*Л.М.Шаринова* 329
- Панорамная спектроскопия галактик с очагами звездообразования. Исследование SBS 0750+603A  
*С.А.Акопян* 343
- Фотометрические и спектральные исследования объекта EG And  
*Л.Н.Кондратьева, Ф.К.Рспаев, И.В.Рева, М.А.Кругов* 353
- Новые углеродные звезды из каталитского каталога периодических переменных  
*К.С.Гигоян, И.Маурон, А.Саркиссиан, Ф.Жамкотчян, Г.Костандян, М.Мефта, К.К.Гигоян, Р.Вартманян* 367
- Обратная задача статистического определения общего числа, функции светимости и характеристик изменчивости блеска звезд типа Т Тельца и звездных агрегатах  
*О.В.Пикичян* 377
- Статистическое изучение солнечных радиовсплесков на частоте 210 МГц  
*Г.Салуквадзе, Н.Огралишвили, Д.Маградзе, Д.Джапаридзе, Т.Мdziнаришвили, В.Чаргешвили, Т.Гачечиладзе, Ш.Макандарашвили* 391
- Нагрев межгалактического газа в окрестности растущих черных дыр в эпоху реионизации водорода  
*Е.О.Васильев, Ю.А.Щекинов, Ш.К.Сетхи, М.В.Рябова* 399
- Об интерпретации собственной массы как постоянного множителя Лагранжа  
*Р.А.Крикориан* 417
- Индусированная космологическая постоянная в модели мира на Бране с компактным измерением  
*А.А.Саарян, А.Г.Саргсян* 423
- Некоторые космологические модели с отрицательным потенциалом  
*Т.Сингх, Р.Чауби, А.Сингх* 439
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- Новые наблюдения галактик с ультрафиолетовым избытком,  
*А.А.Егизарян* 455
- ОБЗОРЫ**
- Прогресс в исследованиях эволюции магнитных полей CP-звезд. I  
*Ю.В.Глаголевский* 459

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 4

- Градиенты металличности и возраста звезд в карликовых сферон-  
дальных галактиках KKs 3 и ESO 269-66  
*М.Е.Шарина, Л.И.Макарова, Д.И.Микаров* 485
- Исследование изменений блеска компонентов визуально-двойной сис-  
темы 61 Лебеда по наблюдениям на нормальном астрографе ГАО РАН  
*Е.В.Поляков, О.О.Василькова, Д.Л.Горшанов,  
М.А.Погодин, И.А.Шахт* 495
- Фотометрические наблюдения BVRI и исследование недавно обнару-  
женной затменно-двойной звезды типа WUMa кратной системы  
1SWASP J093010.78+533859.5  
*А.А.Арун, А.Эсам, Х.Басура* 511
- О возможности ускорения частиц в условиях ударной волны в  
туманностях WR  
*А.Егикян* 523
- Низкочастотные радиовсплески типа II от солнечных вспышек,  
связанных с корональными выбросами массы  
*Н.Миттал, В.К.Верма* 541
- Гибридные звезды в рамках локальной модели Намбу-Иона-Лазинио  
для кварковой материи  
*Г.Б.Алавердян, Ю.Л.Вартамян* 557
- Магнитное поле нейтронной звезды с кварковым ядром  
*Д.М.Седракян, М.В.Лиранетян* 573
- Уравнение состояния горячего кваркового вещества при удержании  
нейтрино  
*Г.С.Аджян* 585
- Решение функциональных уравнений Амбарцумяна для плоской среды  
конечной толщины численными методами  
*Г.А.Арутюнян, О.А.Погосян* 599
- Динамические космологические тесты  
*А.А.Райков, Е.А.Иопова, В.В.Орлов* 615
- ОБЗОРЫ**
- Прогресс в исследованиях эволюции магнитных полей CP-звезд. II  
*Ю.В.Глаголевский* 623

# CONTENTS

## Number 1

- Dust-corrected star formation rates in galaxies with outer rings  
*I.Kostiuk, O.Silchenko* 5
- On peculiarities of spectral variability of the Herbig Ae/Be star  
HD 37806  
*M.A.Pogodin, S.E.Pavlovskiy, O.V.Kozlova,  
N.G.Beskrovnaya, I.Yu.Alekseev, G.G.Valyavin* 15
- On quasi-periodic brightness variations of P Cygni  
*N.Kochiashvili, S.Beradze, R.Natsvlishvili,  
I.Kochiashvili, M.Vardosanidze, A.Pannicke* 31
- Spots and flare on active dwarf star FR Cnc  
*A.V.Kozhevnikova, V.P.Kozhevnikov, I.Yu.Alekseev* 41
- On chemical element abundances in RR Lyrae variables and their  
kinematic parameters  
*M.L.Gozha, V.A.Marsakov, V.V.Koval'* 55
- New variable stars of the catalog KP2001, found from the data base  
of the northern sky variability survey  
*G.V.Petrosyan* 65
- NY Ser: outburst activity and multi-periodic processes on different  
stages in 2014 and 2016  
*A.S.Sklyanov, E.P.Pavlenko, O.I.Antonyuk, A.A.Sosnovskij,  
V.P.Malanushenko, N.V.Pir', K.A.Antonyuk,  
A.N.Khairutdinova, Yu.V.Babina, A.I.Galeev* 79
- New asymptotic giant branch carbon stars in the galactic halo  
*N.Mauron, K.S.Gigoyan, G.R.Kostandyan* 101
- Ultraviolet spectral evolution of V1974 Cyg using IUE low resolution  
spectra  
*G.M.Hamed, M.R.Sanad, A.Essam, S.Yousef* 109
- Stability of non stationary cooling of pure hydrogen gas against number  
of discrete levels taken into account  
*O.M.Belova, K.V.Bychkov* 119
- Magnetic field generation in hybrid stars  
*D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, D.S.Baghdasaryan* 131
- On the accelerated expansion of the early and late stages of universe in  
the framework of scalar-tensor theory of gravity. II  
*R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan* 141
- LRS Bianchi type-I bulk viscous cosmological models in  $f(R, T)$  gravity  
*P.Sahoo, R.Reddy* 153

# CONTENTS

## Number 2

In memory of academician E.E.Khachikyan	163
Torus dynamo model for research of magnetic fields in the outer rings of galaxies	
<i>E.A.Mikhailov</i>	165
High-energy $\gamma$ -ray emission from PKS 0625-35	
<i>V.Baghmanyan, M.Tumanyan, N.Sahakyan, Y.Vardanyan</i>	179
Chemical composition of field RR Lyrae stars as an indicator of the galactic subsystems evolution	
<i>V.A.Marsakov, M.L.Gozha, V.V.Koval', E.I.Vorobyov</i>	191
Investigation of the globular cluster NGC 7006	
<i>A.N.Gerashchenko, Y.K.Ananjevskaja</i>	207
The first photometric analysis of the open clusters Dolidze 32 and 36	
<i>M.Y.Amin, W.H.Elsanhoury, A.A.Haroon</i>	221
Is there partial mixing in the binary system components?	
<i>E.I.Staritsin</i>	235
Influence of photospheric radiation on above layers of star atmosphere	
<i>O.M.Belova, K.V.Bychkov</i>	255
The most powerful solar flares in september 2017. The comparison with the largest flares of cycle 24	
<i>E.A.Bruevich, V.V.Bruevich</i>	271
Magnetic transients during the flares on 2012 May 9 in NOAA 11476 and on 2012 July 4 in NOAA 11515	
<i>O.S.Gopasyuk</i>	287
<b>REVIEWS</b>	
Light chemical elements in stars: mysteries and unsolved problems	
<i>L.S.Lyubimkov</i>	297

# CONTENTS

## Number 3

- In memory of academician Yu.N.Gnedin 327
- Characteristics of the emission spectrum of the Seyfert galaxy NGC7469 nucleus on the time scale of decades  
*L.M.Sharipova* 329
- Panoramic spectroscopy of galaxies with star formation regions. Study of SBS0750+603A  
*S.A.Hakopian* 343
- Photometric and spectroscopic study of the object EG And  
*L.N.Kondratyeva, F.K.Rspaev, I.V.Reva, M.A.Krugov* 353
- New carbon stars in the Catalina catalog of periodic variables  
*K.S.Gigoyan, N.Mauron, A.Sarkissian, F.Zamkotstian, G.R.Kostandyan, M.Meftian, K.K.Gigoyan, R.Vartanian* 367
- The inverse problem of determination of the total number, luminosity function and characteristics of the brightness variability of T Tau type stars in stellar aggregates  
*H.V.Pikichyan* 377
- Statistical study of solar radio bursts at a frequency of 210 MHz  
*G.Salukvadze, N.Ograpishvili, D.Maghradze, D.Japaridze, T.Mdzinarishvili, B.Chargeishvili, T.Gachechiladze, Sh.Makandarashvili* 391
- Heating intergalactic gas near growing black holes during the hydrogen reionization epoch  
*E.O.Vasiliev, Yu.A.Shchekinov, S.K.Sethi, M.V.Ryabova* 399
- Note on the interpretation of proper mass as a constant Lagrange multiplier  
*R.A.Krikorian* 417
- Induced cosmological constant in brane-models with a compact dimension  
*A.A.Saharian, H.G.Sargsyan* 423
- Some cosmological models with negative potentials  
*T.Singh, R.Chaubey, A.Singh* 439
- NOTES**
- New observations of galaxies with UV excess  
*A.A.Yeghiazaryan* 455
- REVIEWS**
- Progress in studies of the evolution of the magnetic fields of CP stars. I  
*Yu.V.Glagolevskij* 459

# CONTENTS

## Number 4

- Gradients of metallicity and age of stars in dwarf spheroidal galaxies Kks 3 and ESO 269-66  
*M.E.Sharina, L.N.Makarova, D.I.Makarov* 485
- Study of brightness variability of the visual binary components 61 Cyg A and B on the base of the data obtained with the normal astrograph of the Pulkovo observatory  
*E.V.Polyakov, O.O.Vasilkova, D.L.Gorshanov, M.A.Pogodin, N.A.Shakht* 495
- BVRI photometric observations and study of the newly discovered W UMa type eclipsing binary of multiple system 1SWASP J093010.78+533859.5  
*A.A.Haroon, A.Essam, H.Basurah* 511
- On the possibility of particle acceleration caused by shocks in WR nebulae  
*A.Yeghikyan* 523
- Low frequency type II radio bursts from CMEs related solar flares  
*N.Mittal, V.K.Verma* 541
- Hybrid stars in the framework of the local Nambu-Iona-Lasino model for quark matter  
*G.B.Alaverdyan, Yu.L.Vartanyan* 557
- Magnetic field of neutron star with quark core  
*D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan* 573
- Equation of state of the hot quark matter with neutrino retention  
*G.S.Hajyan* 585
- Solving the Ambartsumian functional equations for a medium of finite thickness by numerical methods  
*H.A.Harutyunian, H.A.Poghosyan* 599
- Dynamical cosmological tests  
*A.Raikov, E.Popova, V.Orlov* 615
- REVIEWS**
- Progress in studies of the evolution of the magnetic fields of CP stars. II  
*Yu.V.Glagolevskij* 623

# CONTENTS

- Gradients of metallicity and age of stars in dwarf spheroidal galaxies Kks 3 and ESO 269-66  
*M.E.Sharina, L.N.Makarova, D.I.Makarov* 485
- Study of brightness variability of the visual binary components 61 Cyg A and B on the base of the data obtained with the normal astrograph of the Pulkovo observatory  
*E.V.Polyakov, O.O.Vasilkova, D.L.Gorshanov, M.A.Pogodin, N.A.Shakht* 495
- BVRI photometric observations and study of the newly discovered W UMa type eclipsing binary of multiple system 1SWASP J093010.78+533859.5  
*A.A.Haroon, A.Essam, H.Basurah* 511
- On the possibility of particle acceleration caused by shocks in WR nebulae  
*A.Yeghikyan* 523
- Low frequency type II radio bursts from CMEs related solar flares  
*N.Mittal, V.K.Verma* 541
- Hybrid stars in the framework of the local Nambu-Iona-Lasino model for quark matter  
*G.B.Alaverdyan, Yu.L.Vartanyan* 557
- Magnetic field of neutron star with quark core  
*D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan* 573
- Equation of state of the hot quark matter with neutrino retention  
*G.S.Hajyan* 585
- Solving the Ambartsumian functional equations for a medium of finite thickness by numerical methods  
*H.A.Harutyunian, H.A.Poghosyan* 599
- Dynamical cosmological tests  
*A.Raikov, E.Popova, V.Orlov* 615
- REVIEWS
- Progress in studies of the evolution of the magnetic fields of CP stars. II  
*Yu.V.Glagolevskij* 623

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ	<i>Д. М. Седрамян, М. В. Айрапетян</i>	573
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГОРЯЧЕГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ УДЕРЖАНИИ НЕЙТРИНО	<i>Г. С. Аджян</i>	585
РЕШЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ АМБАРЦУМЯНА ДЛЯ ПЛОСКОЙ СРЕДЫ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ ЧИСЛЕННЫМИ МЕТОДАМИ	<i>Г. А. Арутюнян, О. А. Погосян</i>	599
ДИНАМИЧЕСКИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ТЕСТЫ	<i>А. А. Райков, Е. А. Попова, <u>В. В. Орлов</u></i>	615
<b>ОБЗОРЫ</b>		
ПРОГРЕСС В ИССЛЕДОВАНИЯХ ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД. II	<i>Ю. В. Глаголевский</i>	623