

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 58

ФЕВРАЛЬ, 2015

ВЫПУСК 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ВНЕ-
ГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ 3C 446 И VL 143
В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

А.Л.Сухарев 5

НОВЫЙ ПРЕДЕЛ НА ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ
ИЗМЕНЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ, ИС-
ПОЛЬЗУЯ ВЫСОКИЕ КРАСНЫЕ СМЕЩЕНИЯ СПЕКТРОВ
КВАЗАРОВ

Т.Д.Լե 19

ЗАВИСИМОСТЬ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ОТ $u - r$ ЦВЕТА
В ГЛАВНОМ ГАЛАКТИЧЕСКОМ ОБРАЗЦЕ SDSS DR10

Փ.Մանգ, Քան-Փա Դենց 27

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ V

Ю.В.Глебовский 37

ФОТОМЕТРИЯ, СПЕКТРОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ
FG Sge В АКТИВНОМ СОСТОЯНИИ

Ա.Ջ.Րոզենբուրն, ԵՕ.Տ.Էփիմով 57

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ЧАСТОТЫ СУПЕРВСПЫ-
ШЕК ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

Ա.Ա.Ազոյան 75

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալոդյան (Հայաստան)
Ժ.Ալեխյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան) Մ.Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)
Заместители главного редактора: В.П.Гринин (Россия), А.Г.Никогосян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквалдзе (Грузия), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.Хачикян (Армения), А.М.Черепашук (Россия)

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

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

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ 3C 446 И VL LAC В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

А.Л.СУХАРЕВ

Поступила 13 сентября 2014

Принята к печати 5 декабря 2014

В данной работе представлены результаты анализа долговременного мониторинга (более 40 лет) изменений потоков радиоизлучения двух внегалактических источников - 3C 446 и VL Lac. Наблюдения на частотах 14.5, 8, 4.8 ГГц были получены в Мичиганской радиоастрономической обсерватории (UMRAO). На основе применения Фурье-фильтрации были выделены O - C (короткопериодические) и трендовые составляющие переменности потоков радиоисточников, которые анализировались отдельно с применением метода вейвлет-анализа. Каждая из этих составляющих связана с определенными физическими процессами в системе "ядро-аккреционный диск-джет". Были построены частотно-временные вейвлет-спектры, показывающие изменения частотного состава исследуемых данных со временем, которые в последующем переводились в данные об основных периодах переменности. Для трендовой составляющей значения основных периодов ~4-9 лет (3C 446) и ~8 лет (VL Lac), для O - C составляющей - ~0.8-3 года (3C 446) и ~0.6-4 года (VL Lac) и они проявляются во временном и структурном изменении джета. На основе вычисления глобальных вейвлет-спектров в частотном диапазоне определены основные фазы активности радиоисточников. Проведено сравнение между динамикой джетов (Mojave VLBI изображения) и изменением частотного состава исследуемых данных. С помощью полосовой вейвлет-фильтрации были выделены гармонические составляющие потоков, соответствующие основным периодам на частотно-временных спектрах, а также найдены задержки между наблюдениями на различных длинах волн в полосах выявленных периодов. Подобное применение этих методов к анализу данных радиоастрономических наблюдений не проводилось.

Ключевые слова: *блазар: переменность радиоизлучения: 3C 446, VL Lac*

1. *Введение.* Переменность внегалактических радиоисточников является эффективным инструментом для понимания их физической структуры. Исследуемые радиоисточники 3C 446 ($z=1.404$) [1] и VL Lac ($z=0.0686$) [2] принадлежат к типу лацертид, которые характеризуются непрерывным оптическим спектром, поляризацией, а также быстрыми и значительными изменениями светимости во всех диапазонах электромагнитного излучения. Расстояние до радиоисточника 3C 446 - 10138 Мпк, VL Lac - 305 Мпк. По данным радиоинтерферометрических наблюдений объекты обладают искривленными джетами, что, возможно, является следствием их прецессии [3,4]. Максимальная скорость компонент в джете 3C 446 - 20.34 с, VL Lac - 9.95с [5]. В оптическом диапазоне объекты показывают квазипериодические

колебания блеска с периодами 4.21, 5.83 лет (ЗС 446) и 1.26 года (BL Lac). В радиодиапазоне ранее обнаруженные квазипериодические изменения потока составляют 6.6 лет (ЗС 446) и 7.5 лет (BL Lac) [6-8]. На основе наблюдательных данных в работе проведен полномасштабный вейвлет-анализ переменности потоков исследуемых радиоисточников с определением основных периодов и времени их существования, определены задержки между частотами в спектральных полосах основных периодов, с помощью локальных вейвлет-спектров мощности проведено сравнение изменений основных периодов переменности с изменением VLBI структуры радиоисточников.

2. *Исходные данные и первичная обработка.* Исходные данные на трех частотах (14.5, 8, 4.8 ГГц) получены на 26-м радиотелескопе Мичиганского университета и предоставлены для работы Margo F.Aller [23]. Методика получения и обработки данных на РТ-26 описана в работе [9]. Средний интервал времени между отсчетами 7 дней. В процессе подготовки данных к анализу проводилось сглаживание полиномиальным (2-й степени) скользящим средним и вычитание трендов [10]. Это уменьшало вероятность "рассеяния" целевых частот на близкие частоты (могут быть найдены большие значения периодограммы для двух близких частот, когда в действительности существует только одна основная функция синуса или косинуса с частотой, которая попадает на одну из этих частот или лежит между найденными частотами). Тригонометрическая интерполяция, где интерполирующая функция представляет собой сумму конечного числа гармоник ряда Фурье, использовалась для создания временных рядов с равномерными отсчетами по времени (0.02 года). Для выделения короткопериодических компонент (О - С) применена FFT

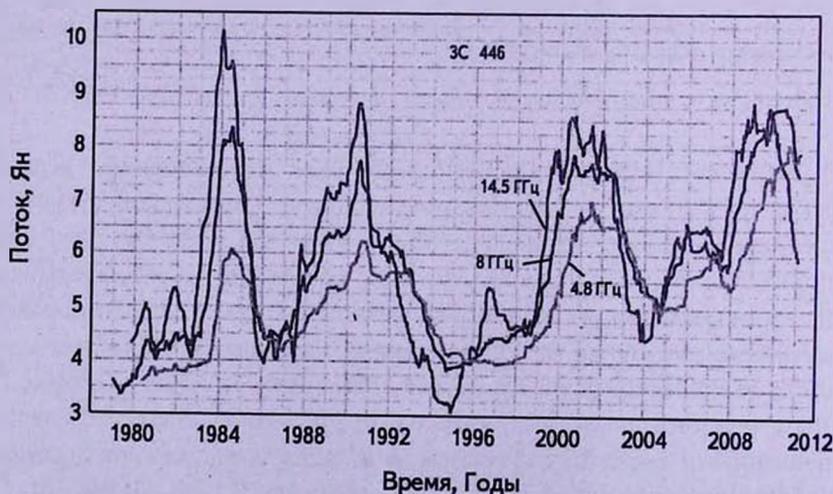


Рис.1. ЗС 446. Графики изменения потока радиоизлучения на частотах 14.5, 8, 4.8 ГГц.

фильтрация [11]. Были удалены трендовые составляющие, с соответствующими долговременными периодами на Фурье-спектрах. Графики сглаженных исходных данных показаны на рис.1 и 2.

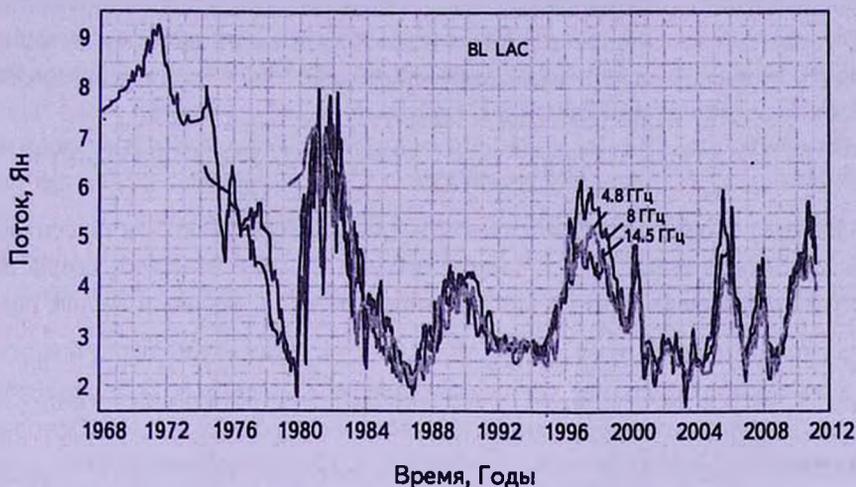


Рис.2. BL Lac. Графики изменения потока радиоизлучения на частотах 14.5, 8, 4.8 ГГц.

3. *Вейвлет-анализ.* Непрерывным вейвлет-преобразованием функции $f(t) \in L^2(\mathbb{R})$ называется выражение

$$W(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt,$$

где $a, b \in \mathbb{R}, a \neq 0$. Функция $\psi(t)$ называется анализирующим вейвлетом, а символ $*$ обозначает процедуру комплексного сопряжения.

Параметр a определяет размер вейвлета и называется масштабом. Его аналогом в Фурье-анализе является период (частота) гармонического колебания. Однако вейвлет-преобразование одной и той же функции можно получить с помощью различных базисных вейвлетов (в разных системах масштабов), в то время как в Фурье-анализе функциональный вид ядра преобразования зафиксирован. Параметр b задает временную локализацию вейвлета и называется сдвигом.

Обратное интегральное вейвлет-преобразование задается выражением

$$f(t) = C_{\psi}^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(a, b) \psi \left(\frac{t-b}{a} \right) \frac{1}{a^{1/2}} \frac{dadb}{a^2},$$

где

$$C_{\psi} = \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}|^2 |\omega|^{-1} d\omega < \infty$$

нормирующий коэффициент. Помимо непрерывных вейвлет-преобразований в отдельных приложениях (численное моделирование, сжатие изображений

и т.д.) широко применяются дискретные вейвлет-преобразования, основанные на использовании целочисленных сдвигов и задании масштабов степенями двойки. Однако для анализа временных рядов непрерывные преобразования более удобны, чем дискретные. Для анализа временных рядов часто применяется хорошо локализованный по времени и частоте вейвлет Морле. Аналитическое выражение вейвлета и его преобразования Фурье задаются следующими формулами:

$$\psi(t) = e^{-t^2/\alpha^2} \left(e^{ik_0 t} - e^{-(k_0^2 \alpha^2/4)} \right), \quad \hat{\psi}(w) = \alpha \sqrt{\pi} \left(e^{-\alpha^2(k_0 - w)^2/4} - e^{-\alpha^2(k_0 + w)^2/4} \right).$$

Вейвлет Морле является плоской волной, модулированной гауссианой. α - ширина гауссианы, k_0 - частота волны. С увеличением k_0 возрастает частотное разрешение, но ухудшается временное. У вейвлета Морле равен нулю только нулевой момент ($\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0$), поэтому важно перед анализом удалять полиномиальные тренды в исследуемых данных [12]. Подробно теория и практика вейвлет-анализа изложена в работах [13,14]. Основное преимущество используемого метода над Фурье-преобразованием, в том числе и оконным (STFT) в том, что вейвлет-преобразование выделяет в сигнале составляющие разных масштабов и каждый компонент сигнала анализируется с той степенью детальности, которая соответствует его масштабу. Это позволяет детально исследовать изменение частотного состава сигнала со временем.

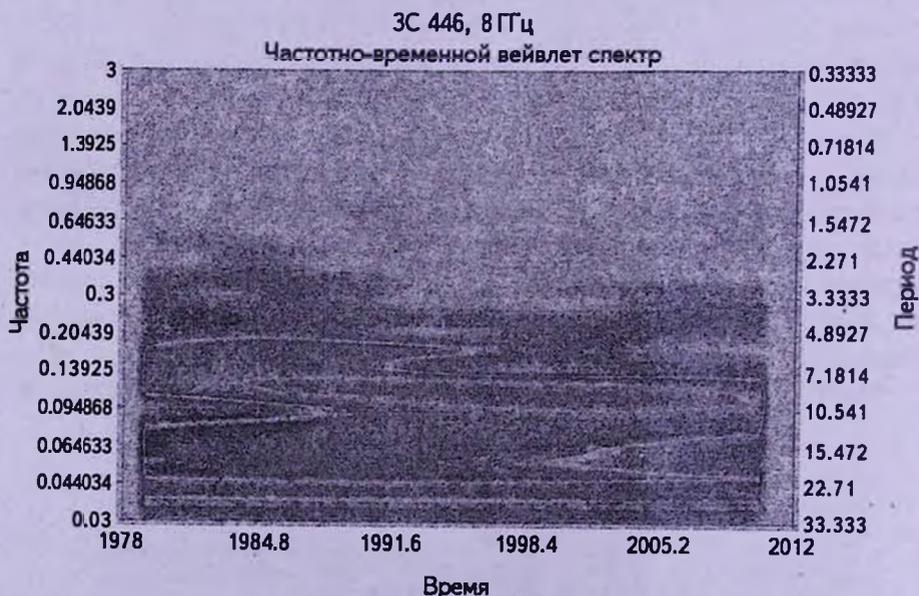


Рис.3. ЗС 446, 8 ГГц, вейвлет-спектр трендовой составляющей. Полоса на графике соответствует наиболее мощному периоду ~8.5 лет.

4. *Частотно-временные спектры.* Вейвлет-спектр одномерного сигнала представляет собой поверхность в трехмерном пространстве. Так как изображения поверхностей малоинформативны при изучении структуры сигнала, часто их заменяют проекциями на плоскость "частота-время" с изолиниями или изоуровнями, позволяющими проследить изменение интенсивности амплитуд вейвлет-преобразования на разных масштабах и во времени. В нашем случае, когда необходимо показать очень широкий диапазон масштабов, от менее года до нескольких десятков лет, визуализация была выполнена в логарифмическом масштабе. Примеры частотно-временных вейвлет-спектров исследуемых радиоисточников (трендовая и O-C составляющие) показаны на рис.3, 4. На графике "частота-время" гармонические составляющие сигнала видны в виде ярких пятен, вытягивающихся в полосы. Если в анализируемом сигнале присутствуют гармонические составляющие, то эти полосы будут расположены параллельно оси времени, если присутствуют случайные компоненты - параллельно оси масштабов. Если в сигнале одновременно имеются периодические и шумовые составляющие, то вейвлет-спектр позволяет увидеть их раздельно. Значение вейвлет-преобразования в некоторой точке тем больше по абсолютной величине, чем сильнее корреляция между вейвлетом данного масштаба и поведением сигнала в окрестности этой точки. Анализ спектров показал наличие в изменениях потоков исследуемых радиоисточников ряда квази-периодических составляющих, характерных для трендовой и O-C компонент наблюдательных данных. Их значения периодов показаны в табл.1. Вейвлет-



Рис.4. BL Lac, 14.5 ГГц, вейвлет-спектр O-C составляющей. Как видно из рисунка наиболее мощный период ~4 года и с 1999г. серия ~0.9 - 1.8 года, также в интервале 1986.4 - 1992.8 лет период ~0.6 лет.

ТАБЛИЦА ПЕРИОДОВ ДЛЯ ТРЕНДОВЫХ И
КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ (О - С) СОСТАВЛЯЮЩИХ
ПЕРЕМЕННОСТИ ПОТОКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ
ИСТОЧНИКОВ ЗС 446 И BL Lac

Частота	ЗС 446				BL Lac			
	P_{trend}	PSD_{trend}	P_{O-C}	PSD_{O-C}	P_{trend}	PSD_{trend}	P_{O-C}	PSD_{O-C}
14.5	4.3	176.5	0.8	2.3	7.5	407.0	0.6	3.5
	6.0	565.2	1.4	11.2	16.5	130.0	0.9	11.0
	8.5	790.6	2.2	12.0			1.2	10.0
			3.0	20.7			1.8	8.7
						4.1	34.5	
8	4.3	88.0	1.1	0.7	7.7	202.5	0.8	3.2
	6.0	177.3	1.7	2.3	13.5	208.3	1.5	5.0
	8.6	600.2	2.4	3.6			2.0	7.7
							3.1	11.0
4.8	4.4	35.0	1.1	0.5	8.2	331.0	1.0	2.6
	6.0	61.0	2.0	2.4	16.4	325.5	1.5	3.8
	9.0	282.5	2.8	3.1			2.7	5.0
							4.0	5.5

Частота - частота наблюдений в Гц, P - период в годах, PSD - спектральная плотность мощности. Значения наиболее мощных периодов выделены увеличенным шрифтом с подчеркиванием

спектры высокочастотной составляющей исследуемых данных показывают изменения как значений периодов у квазигармонических составляющих сигналов, так и времени их существования.

5. Глобальные спектры мощности. Глобальный спектр с усреднением по времени представляет собой аналог сглаженной периодограммы и показывает, как распределена энергия процесса по масштабам, в нашем варианте - частотам или периодам. Построение таких спектров помогает выделить наиболее значимые частотные области, дающие наибольший вклад в переменность исследуемых временных рядов.

Интегральный спектр с усреднением по частоте, показывает распределение энергии процесса по времени. Этот вид спектра удобен для определения моментов наибольшей активности исследуемого процесса, т.е. моментов наилучшего сопоставления, анализирующего вейвлета и сигнала на разных масштабах на одном интервале времени. Пример спектра такого типа показан на рис.5. Так как спектральный состав сигналов меняется со временем, каждому времени максимума спектральной мощности на глобальном спектре соответствует значение периода, наиболее сильно выраженного в это время (табл.2). Таким образом, используя визуализацию

вейвлет-спектра в виде серии графиков "период-спектральная мощность" для каждого года в отдельности, можно определить какие периоды вносят наибольший вклад в формирование фазы активности радиисточника и сравнить их с VLBI изображениями.

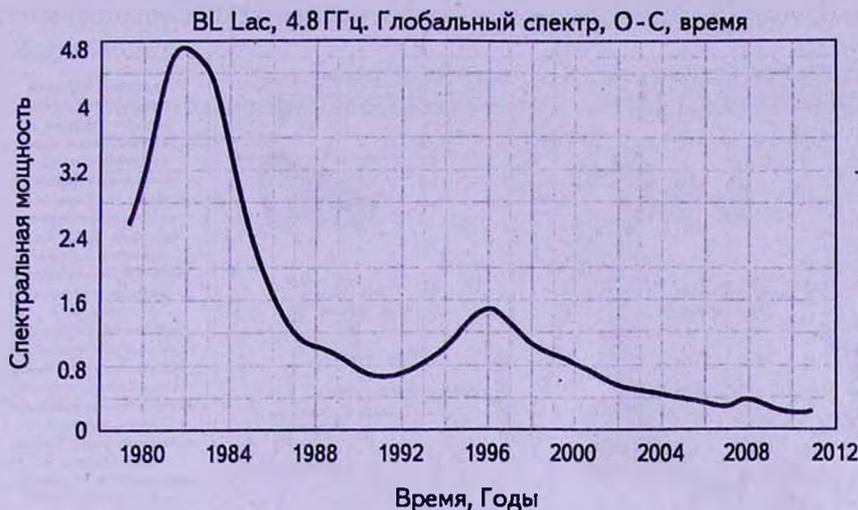


Рис.5. BL Lac 4.8 ГГц. Глобальный спектр (тренд), усреднение по времени.

Таблица 2

ТАБЛИЦА МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ ДЛЯ МАКСИМУМОВ ГЛОБАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ С УСРЕДНЕНИЕМ ПО ЧАСТОТЕ, ДЛЯ ТРЕНДОВОЙ И О-С СОСТАВЛЯЮЩИХ

Частота	3С 446				BL Lac				
	T_{trend}	P_{trend}	T_{O-C}	P_{O-C}	T_{trend}	P_{trend}	T_{O-C}	P_{O-C}	
14.5	1985.3	6.0	1982.7	2.8	1981.0	7.2	1982.0	4.1	
			1990.5	3.1			1988.2	4.1	
			1999.7	1.3			2001.0	0.9	
			2008.7	1.8			2006.0	1.8	
8	1985.0	8.3	1983.5	2.1	1980.5	13.0	1975.5	3.2	
			1990.7	1.6			1980.4	0.8	
			2008.8	1.7			2007.0	2.0	
4.8	1986.0	8.3	1990.8	2.5	1981.5	8.2	1982.0	2.0	
	2004.7		9.2	2000.7			3.2	1996.2	2.8
				2007.8			1.8	2008.0	1.5

Частота - частоты наблюдений в ГГц, T_{trend} ; T_{O-C} - моменты времени, на которые приходится максимумы глобальных спектров мощности, P_{trend} ; P_{O-C} - периоды в годах, соответствующие этим максимумам.

6. Сравнение квазипериодических колебаний потока с картами VLBI. Карты VLBI, полученные на частоте 15.4 ГГц, исполь-

зовались из каталога MOJAVE [15]. Сравнение изменений локальных спектров на частоте 14.5 ГГц показывает, что при изменении джета и радиояркости "ядра" источников изменяются и наиболее мощные периоды переменности за время, близкое к времени получения радиоизображения VLBI. Причем появления ярких компонент в джете в основном меняет

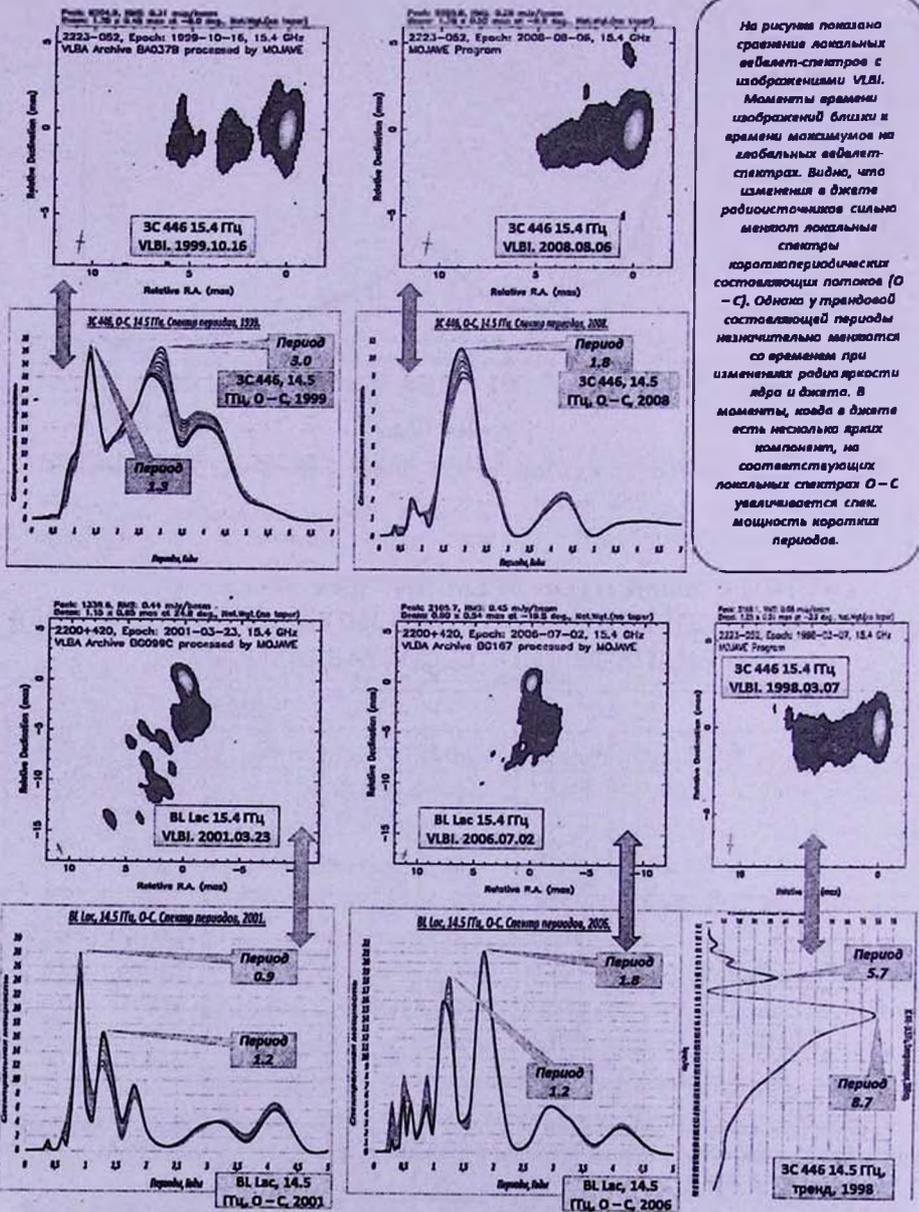


Рис.6. Примеры сравнения периодов переменности радиоисточников на частоте 14.5 ГГц с изображениями VLBI на частоте 15.4 ГГц.

спектры О-С (короткопериодической) составляющей сигналов, а медленная, трендовая переменность больше зависит от изменения "ядра" источника. Примеры показаны на рис.6. Поэтому вероятно, что быструю переменность радиоизлучения формирует активность джета, а долговременную - ядра источника. Здесь необходимо отметить что VLBI "ядро" не является основанием джета.

BL Lac. Гармонические составляющие потоков радиоизлучения в полосе периода ~ 7 лет на частотах наблюдений 14.5, 8, 4.8 ГГц

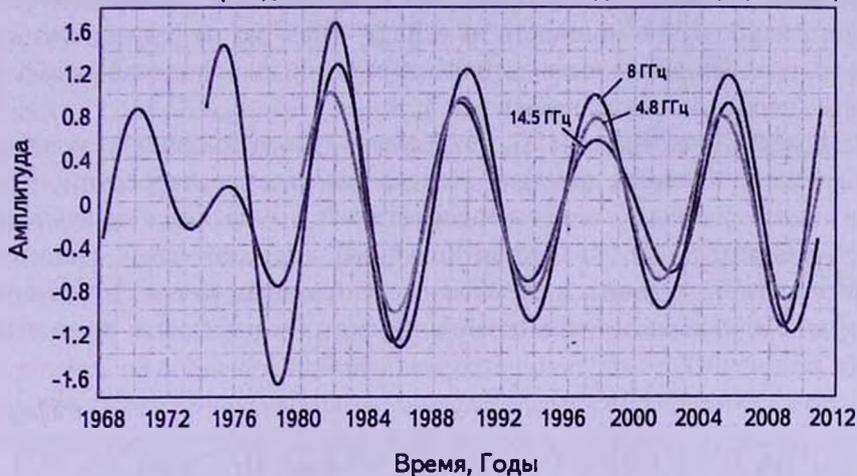


Рис.7. Фильтрованные данные в полосе периодов ~ 7 лет на трех частотах наблюдений для радиоисточника BL Lac.

ЗС 446. Гармонические составляющие потоков радиоизлучения в полосе периода $\sim 1.8, 3.0, 2.6$ лет на частотах наблюдений 14.5, 8, 4.8 ГГц

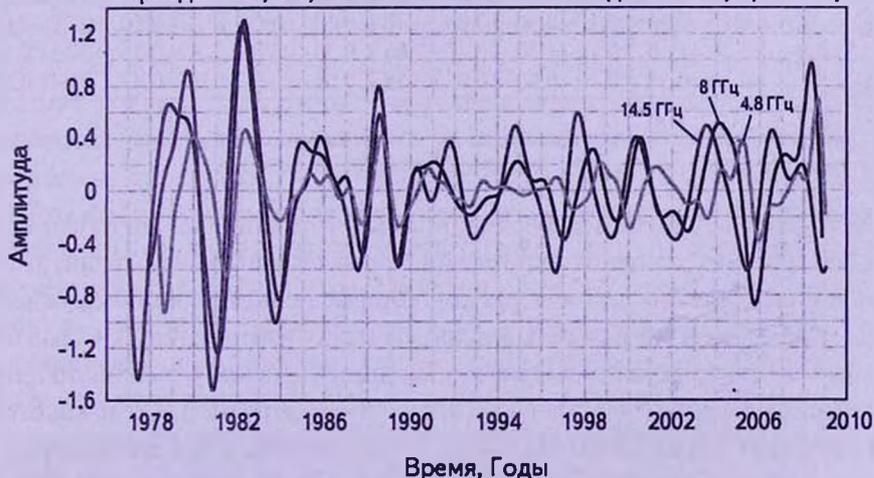


Рис.8. Фильтрованные данные в полосе коротких периодов $\sim 1.8, 2.6, 3.0$ лет на трех частотах наблюдений для радиоисточника ЗС 446.

7. *Полосовая вейвлет-фильтрация.* На основании вейвлет-анализа потоков радиоизлучения видно, что на разных частотах наблюдений близкие по значению периодов гармонические составляющие, видимые на спектрах, отличаются как по спектральной мощности, так и по времени проявления в рядах данных. Соответственно у этих колебаний могут быть разными и временные сдвиги на разных частотах. Выделить и сравнить ряды данных в полосах основных периодов переменности позволяет метод вейвлет-фильтрации [16].

Полосы фильтрации выбирались таким образом, чтобы соответствовали областям наибольшей мощности на вейвлет-спектрах на разных частотах наблюдений. Примеры отфильтрованных данных в полосах наиболее мощных периодов показаны на рис.7, 8.

Радиосточники BL Lac и 3C 446 обладают ярко выраженной регулярной долговременной переменностью. Использовался кросскорреляционный анализ в окне данных, т.е. временная задержка вычислялась не для всего ряда, а для отдельных его частей. Величины задержек между частотами для фильтрованных данных в нескольких спектральных полосах изменяются со временем, интервалы этих изменений для трех пар частот приведены в табл.3.

Таблица 3

ТАБЛИЦА ВРЕМЕННЫХ СДВИГОВ МЕЖДУ ПАРАМИ ЧАСТОТ,
НА КОТОРЫХ ВЕЛИСЬ НАБЛЮДЕНИЯ

Пара частот	3C 446			BL Lac		
	Lag (полоса 6.3 - 15.5)	Lag (полоса 1.8 - 3.0)	Lag (полоса 0.8 - 2.6)	Lag (полоса 7.0 - 8.0)	Lag (полоса 1.2 - 4.0)	Lag (полоса 0.7 - 1.8)
14.5 - 8	0.14 - 0.60	0.10 - 0.80	0.05 - 0.40	0.10 - 0.60	0.15 - 0.50	0.08 - 0.62
14.5 - 4.8	0.10 - 1.10	0.17 - 1.30	0.20 - 0.60	0.30 - 0.70	0.20 - 0.75	0.13 - 0.84
8 - 4.8	0.17 - 0.52	0.10 - 0.60	0.03 - 0.35	0.05 - 0.50	0.07 - 0.43	0.04 - 0.16

Полоса - полоса периодов в годах, lag - интервал задержки между частотами, в долях года, интервал между временными отсчетами 0.02 года.

8. *Выводы.* Данные долговременного мониторинга радиоизлучения от внегалактических источников позволяют провести детальный анализ переменности и определить закономерности, которые не позволяют обнаруживать VLBI наблюдения из-за больших интервалов между наблюдениями. Обработка данных на основе вейвлет-анализа показывает наличие у радиосточника долгопериодических (~6 - 9 лет (3C 446); ~8 - 16 лет (BL Lac)) и короткопериодических (~0.8 - 3.0 лет (3C 446); ~0.6 - 4.0 лет (BL Lac)) составляющих. Значения основных периодов увеличиваются с уменьшением частоты наблюдения, что свидетельствует о локализации наиболее мощных процессов в системе "ядро - аккреционный диск" на наиболее высоких частотах 14.8 ГГц

и последующим их "высвечиванием" на частотах 8 и 4.8 ГГц. У коротких периодов по данным О - С наибольшая мощность наблюдается на ограниченных промежутках времени в моменты активизации ядра и джета. Например, у BL Lac на частоте 14.5 ГГц период ~4 года больше всего проявляется на интервале 1983.0 - 1992.5 лет, а у 3C 446 на частоте 8 ГГц период ~1.1 года проявляется на интервале 1988.3 - 1992.9 лет. Главные периоды могут незначительно изменяться, например, у 3C 446 на частоте 8 ГГц значение периода меняется в интервале ~8 - 9 лет. Длительный период со значением около 16 лет у BL Lac скорее всего является гармоникой основного периода.

Для проверки правильности результатов использовались тригонометрические полиномы со значениями периодов, полученными из вейвлет-спектров. Получено хорошее соответствие между наблюдательными и расчетными кривыми изменения потоков радиоизлучения. Погрешность определения периодов ~0.07 - 0.30 года.

Так как наблюдаемые изменения потоков состоят из суммы различных квазипериодических процессов, были вычислены задержки между частотами наблюдений в полосах отдельных периодов переменности. Величина задержек изменяется со временем и разная для различных полос. Обращает на себя внимание определенное нарушение последовательности появления максимумов на различных частотах. Существуют периоды активности, когда сначала возникает максимум на 14.5 ГГц, затем на 8 ГГц и потом на 4.8 ГГц. Однако этот порядок в других периодах активности часто меняется, как и соотношение величин максимальных значений потоков на разных частотах. На основе таких данных могут быть определены энергетические спектры потоков частиц и физические механизмы формирования радиоизлучения, которые невозможно определить по данным эпизодических сеансов VLBI наблюдений.

В то же время возможность выделять с помощью локальных вейвлет-спектров мощности отдельные периоды, дающие основной вклад в фазы активности, позволяет "увидеть" их с помощью VLBI изображений при совпадении времени наблюдений. Перемещающиеся по джету яркие компоненты формируют быстрые квазипериодические изменения потока радиоизлучения. Появление новых компонент в джете существенно меняет спектр переменности радиоисточников. Медленные многолетние изменения потока, вероятно, связаны с активностью ядра радиоисточника. Преимущество долговременного мониторинга потоков радиоизлучения позволяет использовать эту предположительную взаимосвязь на моменты времени, когда еще не было регулярных VLBI наблюдений (в каталоге MOJAVE данные с 1995г.).

"Длинные волны" переменности могут быть следствием макроскопических процессов, таких как изменение темпа аккреции газовой оболочки на ядро [17]

или неустойчивостью и радиальными пульсациями аккреционного диска [18].

Быстрая переменность радиоизлучения может быть объяснена ударными волнами, распространяющимися в джете. Взаимодействие сверхсветового компонента с джетом проявляется в виде формирования множества ударных волн позади него. У исследуемых радиоисточников некоторые компоненты джета вблизи ядра показывают очень малое смещение за длительное время, что может быть следствием взаимодействия прямых и обратных ударных волн в джете [19,20]. Модели переменности на основе магнитного динамо также хорошо описывают возникновение коротких периодов [21].

На переменность радиоизлучения оказывают влияние и процессы в аккреционном диске. Прецессия джета может появляться, если в радиоисточнике существует компаньон - вторая черная дыра. В таком случае помимо прецессии джета спутник может создавать приливные возмущения в аккреционном диске, оказывающие влияние на долговременную переменность. Квазипериодическое изменение потоков радиоизлучения у BL Lac и 3C 446 также можно условно объяснить прецессией джета с периодическими ударными волнами в нем. Отчасти на это указывает малое изменение основных периодов. Спиральное движение компонент в джетах исследуемых радиоисточников указывает на возможную применимость модели двойной черной дыры. Однако спиральная траектория не обязательно требует наличия спутника. Подобный эффект может наблюдаться при вращении внутренних частей джета [22] со "слоистой" структурой (внутренняя часть состоит из разреженного газа, движущегося с большой скоростью, а наружный слой образован более плотным, медленно движущимся газом [24]).

Радиоастрономический институт НАН Украины.

Обсерватория "УРАН-4" Одесса, e-mail: magister_phys@yahoo.com

STUDY FEATURES OF VARIABILITY EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES 3C 446 AND BL LAC IN THE CENTIMETER WAVELENGTH RANGE

A.L. SUKHAREV

This work presents the results of the analysis of long-term monitoring (over 40 years) changes in radio fluxes of the two extragalactic sources - 3C 446, and BL Lac. Observations at frequencies of 14.5, 8, 4.8 GHz were obtained in the Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO). With using Fourier

filtering were selected O - C (short-period), and the trend component of flux variations that were analyzed separately with using the wavelet-analysis method. Each of these components is associated with certain physical processes in the "core-accretion disk-jet" system. Were constructed time-frequency wavelet-spectra showing the changes of the frequency composition of the investigated data over time. For the trend component values of the main periods of ~4-9 years (3C 446) and ~8 years (BL Lac), for O - C component - ~0.8-3 years (3C 446) and ~0.6-4 years (BL Lac) and they appear in the temporal and structural changes of the jet. On the basis of calculating the global wavelet-spectra in the frequency range identified main phases activity of radio sources. Obtained comparison between the dynamics of jets (Mojave VLBI images), and change the frequency spectral structure of the studied data. With bandpass wavelet filtering, flux components corresponding to the main periods in the spectra, were identified and also found the delay between the observation frequencies in spectral bands of these periods.

Key words: *blazar: variability of the radio emission: 3C 446, BL Lac*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.E.Wright, J.G.Ables, D.A.Allen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. (ISSN 0035-8711), 205, 793, 1983.
2. *R.C.Vermeulen et. al.*, Astrophys. J. Letters, 452, L5, 1995.
3. *I.Fejes, R.W.Porcus, Chidi E. Akujor*, Astron. Astrophys., 257, 459, 1992.
4. *C.Reynolds et. al.*, New Astronomy Reviews, 47, issues 6-7, 641-644, 2003.
5. *Lister et. al.*, Astron. J., 146, 120, 2013.
6. *C.Barbieri et. al.*, Astron. Astrophys., 142, 316, 1985.
7. *B.H.Andrew et. al.*, Astron. J., 83, 863, 1978.
8. *Y.C.Guo et. al.*, Astron. Astrophys., 0510, 2014.
9. *M.F.Aller, H.D.Aller, P.A.Hughes*, Bulletin of the American Astron. Soc., 33, 1515, 2001.
10. *И.Гайдышев*, Анализ и обработка данных (специальный справочник), Издательский дом "Питер", 2001.
11. *А.В.Давыдов*, УГГУ, ИГиГ, кафедра геоинформатики, 2007.
12. *Н.М.Астафьева*, Вейвлет-анализ. Успехи физических наук, 166, 11, 1996.
13. *Витязев В.В.* Анализ неравномерных временных рядов. Издательство Санкт-Петербургского университета, 2001.
14. *Н.Смоленцев*, Вейвлет-анализ в MATLAB, ДМК-Пресс, 2010.
15. *Lister et al.*, Astron. J., 137, 3718, 2009.
16. *А.Б.Шутов*, Ивановский государственный университет, 2001.
17. *Э.А.Дубай*, Изд. Московского университета, 1987.

18. Э.А.Дибай, В.М.Лютый, *Астрон. ж.*, 61, 10, 1984.
19. Hiroki Nagakura, Shoichi Yamada, *Astrophys. J.*, 689, 391, 2008.
20. A.P.Marscher, *ASP conference ser.*, 386, 2008.
21. F.Meyer, E.Meyer-Hofmeister, *Astron. Astrophys.*, preprint arXiv:astro-ph/0207573v1, 2002.
22. F.M.Rieger, <http://arXiv.org/abs/astro-ph/0506720v1>
23. P.A.Hughes, H.D.Aller, M.F.Aller, *Astrophys. J.*, Part 1 (ISSN 0004-637X), 396, 469, 1992.
24. S.Walg *et al.*, <http://arxiv.org/abs/1305.2157>.

NEW LIMIT ON THE SPATIAL AND TEMPORAL VARIATIONS OF THE FINE-STRUCTURE CONSTANT USING HIGH REDSHIFTS OF QUASAR SPECTRA

T.D.LE

Received 8 September 2014

Accepted 5 December 2014

High precise measurements on the light from distant quasars can be served as a powerful tool to test the possible spatial and temporal variations of the fine-structure constant $\alpha = e^2/\hbar c$ during the evolution of the Universe. Here we set a limit on a possible cosmological space-time variations of α by comparing transitions in the absorption lines of the SiIV doublet observed in the early Universe with those measured in the laboratory. The weighted mean value of the α -variation derived from our analysis over the redshift range $2.0 \leq z \leq 3.7$ is $\Delta\alpha/\alpha = (-0.53 \pm 0.72) \times 10^{-3}$. This result improves the constraint on $\Delta\alpha/\alpha$ by a factor \sim seven compared to the published results in the literature.

Key words: *quasars: spectra: fine-structure constant*

1. *Introduction.* One of the most important questions of modern physics concerns the possibility that fundamental constants such as the fine-structure constant $\alpha = e^2/\hbar c$ vary across space and time during the history of the Universe. However, if there is a change in the fine-structure constant over cosmological space and time, the effect will be very small. Most studies on this effect has been done and reported in [1-10] from the analysis of the astrophysical data. Astrophysical methods used to acquire constraints on this quantity is based on comparing the differences between the observed line centers of emission or absorption lines from astrophysical sources to their expected values in a laboratory on Earth. One of the earliest to measure α at high redshifts was based on the relative separate of Alkali-Doublet (AD method) lines [11-12]. The results of this method determined $\Delta\alpha/\alpha \equiv (\alpha_z - \alpha_0)/\alpha_0 = (-2 \pm 5) \times 10^{-2}$ at a redshift $z \sim 1.95$ and $\Delta\alpha/\alpha = (-2 \pm 1.2) \times 10^{-4}$ from an analysis of strong nebular OIII emission lines in the SDSS quasars over the redshift range $0.16 \leq z \leq 0.80$. Here α_0 is the value of the fine-structure constant on the Earth and α_z its value at redshift z . In 2005, applying the same method to analyze the NeIII, NeV, OIII, OI and SII doublets in a sample of 14 Seyfert 1.5 galaxies up to redshift 0.281, Grupe, Pradhan & Frank found $\Delta\alpha/\alpha = (1.5 \pm 0.7) \times 10^{-3}$ [13]. Recently, Gutierrez and Corredoira applied this method to the analysis of the OIII emission lines in the SDSS quasars spectra and obtained $\Delta\alpha/\alpha = (2.4 \pm 2.5) \times 10^{-5}$ [14]. Such studies at higher redshifts, that

can be achieved using Many-Multiplet (MM method) correlates different multiplets from several ions difference with AD method [15-17]. It is implied from MM method that the wavelengths of fine structure transitions in different species have different dependences on α . Thus, by comparing the measured wavelengths of absorption (not emission) lines seen in quasar spectra with the measured or computed laboratory wavelengths of the same lines one can place upper limits on any variation in α . The MM method makes use of a combination of transitions from different species [18-20] and gives an order of magnitude better precision in the measurement of $\Delta\alpha/\alpha$ than the AD method. The best constraints obtained by applying the MM method to KECK/HIRES data were $\Delta\alpha/\alpha = (-0.57 \pm 0.10) \times 10^{-5}$ over the range $0.2 \leq z \leq 3.7$; $\Delta\alpha/\alpha = (-0.5 \pm 1.3) \times 10^{-5}$ by analyzing a KECK/HIRES sample of 21 SiIV doublets observed along 8 QSO sight lines and $\Delta\alpha/\alpha = (-0.5 \pm 0.11) \times 10^{-5}$ over the range $0.2 \leq z \leq 4.2$ by combining data from 143 absorption systems [21-24].

The important points should be noted that the AD method can be applied to emission as well as absorption lines. However, emission lines are usually broader than absorption lines, thus inducing larger errors on individual measurements which require large statistics to cancel. Therefore, the constraints on time variability on α obtained from emission lines are not as strong as those derived from absorption lines. As regard the MM method, it can be used for a large number of transitions to constrain the variation of α . Usually, at least five transitions from different species are used. The transitions are chosen so that their sensitivities to a change in α are different. The most significant sources of systematic errors in the MM method are induced by the assumption that all species have the same kinematic structure and by the fact that lines from multiplet isotopes are blended for most species. It is difficult to identify the central line wavelength due to the possibilities of line blends and line misidentifications. Moreover, it is suspected that there could be some unnoticed systematic effects that might challenge the claim for a variation in α . Recently, this problem has gained much interest in astrophysics and cosmology. Possible spatial and temporal variations of the fine structure constant at the cosmological scale are discussed extensively [25].

Very recently, a new method has been proposed to search for spatial and temporal variations in α [26]. This method based on the emission and absorption lines of alkalilike atoms and compared the wavelengths of transitions $^1D_2 - ^3P_1$, $^1D_2 - ^3P_2$, for a set of OIII strong nebular seen in SDSS quasars. Basing on this method, the relative change in α could be approximately written as

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(t)}{\lambda_1(t)} \right) - 1}{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(0)}{\lambda_1(0)} \right) - 1} \right) \quad (1)$$

provided that $\Delta\alpha/\alpha$ is a small value in the past. Where $\lambda_1(0)$ and $\lambda_2(0)$ are the laboratory wavelengths, $\lambda_1(t)$ and $\lambda_2(t)$ are observed wavelengths from quasars. According to this method, the change in the emission or absorption spectra caused by redshifts and that caused by any change in α will be resulted in a corresponding change in the energy separation of the doublets from quasars and laboratory. Therefore, it provides a direct check on the values of $\Delta\alpha/\alpha$ for different epochs and different regions in the Universe. The analysis method not only allows us to use more than one line pair per object and gives a more secure result, but also opens the possibility of observing objects of higher redshifts in the optical wavelength range and has the advantage that it is more transparent and less suffers from systematic errors.

In this paper, we are to extract the most reliable information on the value of the finestructure constant at high redshifts of quasars by applying the new method in [26] to the SiIV doublet absorption lines (which correspond to the $^2S_{1/2}-^2P_{3/2}$ and $^2S_{1/2}-^2P_{1/2}$ transitions) in the quasars over the range $2.0 \leq z \leq 3.7$. We also make a comparison of our result with previously published results using the same data.

2. Data sample and analysis. QSOs spectra from astronomical observations contains many absorption lines which correspond to the $^2S_{1/2}-^2P_{3/2}$ and $^2S_{1/2}-^2P_{1/2}$ transitions from the ground stages of alkalilike ions. We have used the data from the work of [19-21] for our analysis as the SiIV line doublet has the greatest ratio $\delta\lambda/\lambda = 6.45 \times 10^{-3}$, allowing this ratio to be measured most accurately. Besides, the SiIV system is a simple pair of strong lines which occur on a linear part of the ground curve, making the determination of the central wavelength of each line simplified.

It is indicated from the Eq. (1) that the most significant source of possible systematical error lies in the uncertainty in the laboratory wavelengths λ_0 . It thus represents a good alternative for determining the line centers and line blending. The laboratory values of the SiIV doublet wavelengths ($\lambda_1(0) = 1393.755 \text{ \AA}$ and $\lambda_2(0) = 1402.769 \text{ \AA}$) are known to a certain error $\sigma_\lambda \approx 1 \text{ m\AA}$. This uncertainty can be used to estimate systematic errors in the determination of $\Delta\alpha/\alpha$. The discussion of possible sources of systematical and statistical errors of the method based on Eq. (1) and the analysis method used in the present work is as described in [26]. Note that the analysis in this work is based on the fine-splitting doublets of the same element and same level of ionization and both lines originate in the same upper energy level. Furthermore, the line ratios are independent of α . Accordingly, our analysis is quite independent of the physical conditions of the gas from which the SiIV lines originate. Therefore, our approach eliminates the largest systematic errors present in other determinations of α using the same data and provides good estimation of the remaining statistical and systematic errors.

3. *Results.* We have a sample of 20 SiIV absorption systems in high- z quasars (covering the range $2.0 \leq z \leq 3.7$), all suitable for the desired obtainable of $\Delta\alpha/\alpha$. Results of the analysis of the SiIV fine-splitting doublet lines are presented and compared to the results of the works in [19-21] in Table 1. A plot for $\Delta\alpha/\alpha$ as a function of absorption redshift of the SiIV systems is shown in Fig.1.

It can be seen from Table 1 that in most of the cases the absolute deviations from zero of individual $\Delta\alpha/\alpha$ values determined from our analysis are smaller than those determined from other analyses. Averaging our results out, we obtained $\Delta\alpha/\alpha = (-0.53 \pm 0.72) \times 10^{-5}$. This result is consistent with the results derived by Murphy [17], who applied the MM method to the KECK/HIRES data to an analytic sample of 21 SiIV doublets observed along 8 QSO sight lines and found $\Delta\alpha/\alpha = (-0.57 \pm 0.10) \times 10^{-5}$ over the redshift range $0.2 \leq z \leq 3.7$ and $\Delta\alpha/\alpha = (-0.5 \pm 1.3) \times 10^{-5}$ and $\Delta\alpha/\alpha = (-0.5 \pm 0.11) \times 10^{-5}$ over redshift range $0.2 \leq z \leq 4.2$.

As depicted in Fig.1, the distribution of $\Delta\alpha/\alpha$ in our study is a similar

Table 1

VARIATION OF α VALUES ESTIMATED FROM REDSHIFTED SiIV DOUBLET LINE SPLITTING ACCORDING TO Eq (1)

Quasar	z	$\Delta\alpha/\alpha$ (in units of 10^{-4})	Ref.	$\Delta\alpha/\alpha$ (in units of 10^{-5})
Q 0302-00	2.785	2.07	19	1.778
PKS 0528-25	2.813	1.29	19	-2.050
PKS 0528-25	2.810	1.03	19	-1.500
PKS 0528-25	2.672	-5.43	19	-3.005
Q 1206+12	3.021	-1.29	19	-3.094
PKS 2000-33	3.551	-3.88	19	1.604
PKS 2000-33	3.548	2.85	19	0.008
PKS 2000-33	3.332	5.95	19	-1.380
PKS 2000-33	3.191	-5.69	19	-2.526
HS 1946+76	3.050079	1.58	20	0.085
HS 1946+76	3.049312	0.34	20	0.004
HS 1946+76	2.843357	0.59	20	0.071
S4 0636+68	2.904528	1.37	20	0.020
S5 0014+81	2.801356	-1.80	20	-0.135
S5 0014+81	2.800840	-1.70	20	-0.129
S5 0014+81	2.800030	1.11	20	0.055
PKS 0424-13	2.100027	-4.51	21	-0.312
Q 0424-13	2.230199	-1.48	21	-0.112
Q 0424-13	2.104986	0.02	21	-0.017
Q 0450-13	2.066646	1.03	21	0.050

comparison to the distribution of $\Delta\alpha/\alpha$ in the AD, MM, SIDAM methods. Our result corresponds to a factor of seven improvements on the constraint based on SiIV doublets compared to the previous study by Ivanchik, Potekhin & Varshalovich, who obtained $\Delta\alpha/\alpha = (-3.3 \pm 6.5) \times 10^{-5}$ [3-4].

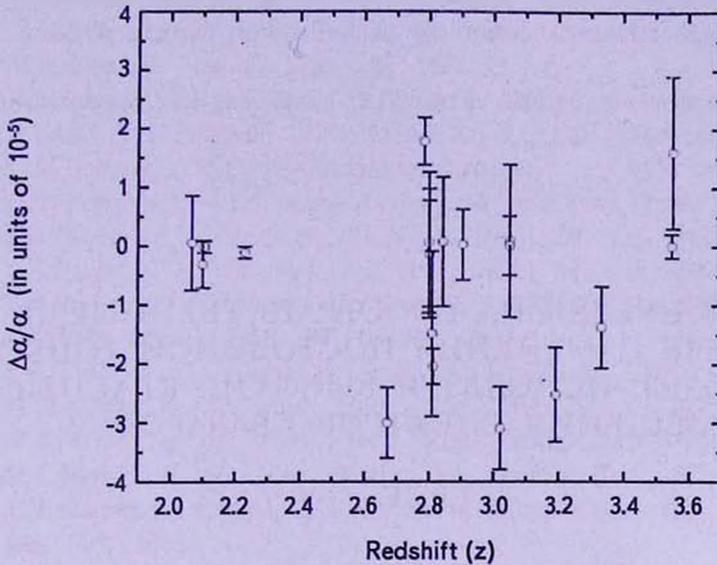


Fig.1. Plot of the high-redshift vs. $\Delta\alpha/\alpha$ for SiIV doublet absorption lines.

4. Conclusions. In this work, we have made use of an appropriate chosen sample of 20 SiIV absorption systems in high- z quasars to constraint the possible spatial and temporal variations of the finestructure constant. We have analyzed these data to place an upper limit on a hypothetical dependence of the fine-structure constant α on cosmic space-time. We find $\Delta\alpha/\alpha = (-0.53 \pm 0.72) \times 10^{-5}$ at mean redshift redshift ranges $2.0 \leq z \leq 3.7$. This is roughly a factor \sim seven compared to the existing measurements that described by [11,12,27-31], by the AD method [31-35] and by the many-multiplet emission-line method [12]. This improvement is due to the fact that our approach includes only α -independent line ratios which can be used to identify the true size of statistical and systematic errors.

It should be emphasized that our study is consistent with small variations in α and also allows smaller variations in excess of what is found based on the Oklo phenomenon. So, it is important at higher redshifts- z . In addition, our methodology can be applied not only for low redshifts but also for high redshifts of quasars and for both absorption and emission lines. It can also be extended to a study of possible spatial anisotropy of fine splitting values at larger z . Our result can be directly used to estimate the difference between α at the epochs z and the present value, because it refers to an earlier cosmology

epoch and to more different distant regions of the Universe that were causally unconnected at the epoch of the information of the observed spectra.

Study the spatial and temporal variation of the fundamental constants such as the fine structure constant is motivated by theories unifying the fundamental interactions and regarded as an important tool to open a new window to new physics with implications on cosmology as well as on particle physics.

Department of physics, CNS, Vietnam 128 Ly Thuong Kiet Street, I Ward, VT, Vietnam, e-mail:

НОВЫЙ ПРЕДЕЛ НА ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ И ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ, ИСПОЛЬЗУЯ ВЫСОКИЕ КРАСНЫЕ СМЕЩЕНИЯ СПЕКТРОВ КВАЗАРОВ

Т.Д.ЛЕ

Измерения высокой точности света от далеких квазаров могут служить сильным средством для проверки возможных пространственных и временных изменений постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$ в процессе эволюции Вселенной. Здесь мы ставим ограничения на возможные космологические пространственно-временные изменения α посредством сравнения переходов линий поглощения дублета SiIV, наблюдаемых в ранней Вселенной с лабораторными измерениями. Весомое среднее значение α -изменения, согласно нашим анализам, в пределах использованных красных смещений $2.0 \leq z \leq 3.7$, равно $\Delta\alpha/\alpha = (-0.53 \pm 0.72) \times 10^{-5}$. Этот результат улучшает ограничения на $\Delta\alpha/\alpha$ с фактором примерно семь по сравнению с опубликованными результатами в литературе.

Ключевые слова: *квазары: спектры: постоянная тонкой структуры*

REFERENCES

1. H.Chand, R.Srianand, P.Petitjean, B.Aracil, Astron. Astrophys., 417, 871, 2004.
2. R.Srianand, H.Chand, P.Petitjean, B.Aracil, PRL, 92, 121302, 2004.
3. A.V.Ivanchik, YA.Potekhin, DA.Varsharlovich, Astron. Astrophys., 343, 439, 1999.

4. *D.A.Varshalovich, A.V.Ivanchik, Y.A.Potekhin*, *Z. Tek. Fiz.*, **69**, 1001, 1999.
5. *J.D.Prestage, L.R.Tjoelker, L.Maleki*, *PRL*, **74**, 3511, 1995.
6. *J.P.Uzan*, *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 403, 2003.
7. *T.Damour, F.Dyson*, *Nucl. Phys. B*, **480**, 37, 1996.
8. *T.Damour, F.Dyson*, *Nucl. Phys. B*, **423**, 532, 1994.
9. *N.Kolachevsky*, *Physics-Uspekh*, **47**, 1101, 2004.
10. *M.P.Savedoff*, *Nature*, **178**, 688, 1956.
11. *J.N.Bahcall, C.L.Steinhardt, D.Schlegel*, *Astrophys. J.*, **600**, 520, 2004.
12. *D.Grupe, A.K.Pradhan, S.Frank*, *Astron. J.*, **130**, 255, 2005.
13. *C.M.Gutierrez, M.Lopez-Corredoira*, *Astrophys. J.*, **713**, 46, 2010.
14. *D.A.Varshalovich, A.Y.Potekhin, A.V.Ivanchik*, *AIP Conf. Proc.*, **506**, 503, 2000.
15. *V.A.Dzuba, V.V.Flambaum, J.K.Webb*, *PRA*, **59**, 230, 1999.
16. *V.A.Dzuba, V.V.Flambaum, J.K.Webb*, *PRL*, **82**, 888, 1999.
17. *V.A.Dzuba, V.V.Flambaum, M.T.Murphy, J.K.Webb*, *PRA*, **63**, 042509, 2001.
18. *J.K.Webb et al.*, *PRL*, **87**, 091301, 2011.
19. *J.K.Webb et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **283**, 565, 2003.
20. *M.T.Murphy et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **327**, 1208, 2001.
21. *M.T.Murphy et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **327**, 1223, 2001.
22. *M.T.Murphy et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **327**, 1244, 2001.
23. *M.T.Murphy, J.K.Webb, V.V.Flambaum*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **345**, 609, 2003.
24. *M.T.Murphy, V.V.Flambaum, S.Muller, C.Henkel*, *Science*, **320**, 1611, 2008.
25. *J.K.Webb et al.*, *PRL*, **107**, 191101, 2011.
26. *T.D.Le*, *AIP Conf. Proc.*, **1594**, 23, 2014.
27. *L.L.Cowie, A.Songaila*, *Astron. J.*, **453**, 596, 1995.
28. *L.L.Cowie*, *Nature*, **428**, 132, 2004.
29. *D.A.Varshalovich, A.Y.Potekhin*, *Astron. Letter*, **20**, 771, 1994.
30. *P.Petitjean, M.Rauch, R.F.Carswell*, *Astron. Astrophys.*, **291**, 29, 1994.
31. *A.M.Wolfe, R.L.Brown, M.S.Roberts*, *PRL*, **37**, 179, 1976.
32. *A.Y.Potekhin, D.A.Varshalovich*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **104**, 89, 1994.
33. *A.F.Martinez, G.Vladilo, P.Bonifacio*, *Mem. S. A. It. Suppl.*, **3**, 252, 2003.
34. *P.Molaro, D.Reimers, I.I.Agafonova, S.A.Levshakov*, *EJST*, **126**, 173, 2008.
35. *P.Molaro et al.*, *Astron. Astrophys.*, **481**, 559, 2008.

$u-r$ COLOR DEPENDENCE OF GALAXY CLUSTERING IN THE MAIN GALAXY SAMPLE OF SDSS DR10

FUYANG ZHANG¹, XIN-FA DENG²

Received 25 March 2014

Accepted 5 December 2014

Using two volume-limited Main galaxy samples of the Sloan Digital Sky Survey Data Release 10 (SDSS DR10), we investigate $u-r$ color dependence of clustering properties of galaxies. We can get the same statistical conclusion in two volume-limited Main galaxy samples: blue galaxies preferentially form isolated galaxies, close pairs and small groups at all scales, whereas red galaxies preferentially inhabit dense groups and clusters.

Key words: *galaxies: fundamental parameters - galaxies: large scale structure*

1. *Introduction.* Galaxy color is strongly correlated with galaxy clustering or environments of galaxies [1-7]. Brown et al. [1] measured the angular correlation function of galaxies in a $B_r \approx 23.5$ multicolor survey of two $5^\circ \times 5^\circ$ fields, and found that the galaxy correlation function depends strongly on color, with red galaxies more strongly clustered than blue galaxies. The Sloan Digital Sky Survey (SDSS) is one of the largest astronomical surveys to date and have revolutionized the studies of many issues of galaxies. Zehavi et al. [2] presented the first measurements of clustering in the SDSS galaxy sample, examined $u-r$ color dependence of galaxy clustering, and demonstrated that the red galaxies exhibit a stronger and steeper real-space correlation function than do the blue galaxies. Zehavi et al. [3] applied $g-r$ color as a separator into blue and red populations, explored color dependence of the galaxy two-point correlation function, and showed that redder galaxies exhibit a higher amplitude and steeper correlation function at all luminosity. Deng et al. [5] divided a volume-limited Main galaxy sample [8] of the SDSS into three subsamples with different $g-r$ color, performed comparative studies of clustering properties between them, and found that the redder galaxies preferentially inhabit the dense groups and clusters. The primary goal of this paper is to investigate $u-r$ color dependence of galaxy clustering, using the newest data of the SDSS and an alternative approach.

The correlation function is a popular statistical method for studying the distribution of galaxies. When investigating such a subject, one often applied it [1-3,9]. However, Börner & Mo [10] reported that the correlation functions are most likely insensitive to structures much larger than the correlation length.

Deng et al. [5] claimed that by correlation function, one can not clearly understand the geometry of the distribution of galaxies. Deng [11] also argued that the correlation function indeed has its own limitations. Deng et al. [5] suggested that different methods should be applied, in order to get more information about the color dependence of clustering properties. Pandey & Bharadwaj [12] presented that the blue galaxies and the spirals have a higher filamentarity than the red galaxies and the ellipticals respectively at large filling factors. In this study, we use cluster analysis [13] that is sensitive to the geometry of the galaxy distribution, like Deng et al. [5,14] and Deng [11] did. By this method, the galaxy sample can be separated into isolated galaxies, close double and multiple galaxies, galaxy groups or clusters and even superclusters. The outline of this paper is as follows. In section 2 we describe the data used. The cluster analysis is discussed in section 3. In section 4 we investigate $u-r$ color dependence of clustering properties. Our main results and conclusions are summarized in section 5.

In calculating the distance, we used a cosmological model with a matter density of $\Omega_0 = 0.3$, a cosmological constant of $\Omega_\Lambda = 0.7$, and a Hubble constant of $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Data. The Main galaxy sample [8] of the SDSS is a galaxy sample widely used in recent years, which contains galaxies brighter than $r_{\text{astro}} = 17.77$ (r -band apparent Petrosian magnitude). In this work, we study $u-r$ color dependence of clustering properties in this sample. The data was downloaded from the Catalog Archive Server of SDSS Data Release 10 [15] by the SDSS SQL Search (<http://www.sdss3.org/dr10/>). From an apparent-magnitude limited Main galaxy sample of the SDSS DR10 which contains 633172 Main galaxies with the redshift $0.02 \leq z \leq 0.2$, we construct a luminous volume-limited Main galaxy sample which contains 129515 galaxies at $0.05 \leq z \leq 0.102$ with $-22.5 \leq M_r \leq -20.5$ and a faint volume-limited sample which contains 34573 galaxies at $0.02 \leq z \leq 0.0436$ with $-20.5 \leq M_r \leq -18.5$. The absolute magnitude M_r is calculated from the r -band apparent Petrosian magnitude and a polynomial fit formula [16] of K -correction:

$$K(z) = 2.3537(z - 0.1)^2 + 1.04423(z - 0.1) - 2.5 \log(1 + 0.1).$$

These two volume-limited Main galaxy samples are located in different redshift and luminosity range.

Galactic extinction correction is applied to this sample. We divide each volume-limited Main galaxy sample into two subsamples (see Table 1): red and blue, and then perform comparative studies between red galaxies and blue galaxies. A drawback of cluster analysis is that there is a preference for richer and larger systems in samples with higher number density. Deng et al. [5] argued that the use of dimensionless radii to express distances cannot entirely

correct for this bias. Considering the influence of differences in number density between subsamples on the statistical conclusions, like Deng [11] did, we select the color thresholds in volume-limited samples for ensuring that the number density of the two subsamples must be nearly the same.

Table 1

THE NUMBER OF GALAXIES IN THE TWO SUBSAMPLES OF EACH VOLUME-LIMITED MAIN GALAXY SAMPLE

Sample	Subsamples	Galaxy number	Poisson radius R_0 (Mpc)
Luminous volume-limited Main galaxy sample	Red (u-r color ≥ 2.39)	64647	5.899
	blue (u-r color < 2.39)	64868	5.892
Faint volume-limited Main galaxy sample	Red (u-r color ≥ 1.85)	17390	3.996
	blue (u-r color < 1.85)	17183	4.012

3. *Cluster analysis.* The cluster analysis [13] is often referred to as the friends-of-friends algorithm by which the galaxy sample can be separated into isolated galaxies, close pairs and small galaxy groups, galaxy groups or clusters and even superclusters. Superclusters, the largest virialized systems known, consist of galaxy clusters or groups and galaxy filaments [17,18]. Therefore, by this method, one can present the full range of hierarchical structures in the galaxy distribution.

The cluster analysis algorithm proceeds as follows. Starting from one galaxy of the sample, we search all galaxies within a sphere of radius R around it, and call these close galaxies "friends". These "friends" are assigned to the same system as the starting galaxy. Using the rule "any friend of my friend is my friend", we repeat the above procedure around each new neighbor. When no more new neighbors (friends) can be added, the algorithm terminates and a system is identified. Such a system does not depend on which galaxy we start with or the order in which the galaxies are connected.

As in previous works [5,14], we express the neighborhood radius in dimensionless units, $r = R/R_0$, where $R_0 = [3V/(4\pi N)]^{1/3}$ is the Poisson radius (radius of the sphere with unit population), N is the number of galaxies in the sample, and V is the volume of the sample. Table 1 lists the Poisson radius (comoving distance) of each subsample.

4. *U - r color dependence of clustering properties.* As in Deng et al. [14], we calculate the multiplicity functions, that is the fraction of the galaxies in systems with membership between n and $n + dn$, as a function of the dimensionless radius r . Following Deng et al. [14], we divide the interval from 1 to N (the total number of galaxies) into 7 subintervals: $n=1$; $2 \leq n < 5$; $5 \leq n < 20$; $20 \leq n < 50$; $50 \leq n < 100$; $100 \leq n < 200$ and $n \geq 200$, and then

construct histograms of the multiplicity functions from dimensionless radii $r=0.5$ to $r=1.3$. In each histogram, systems which contain one galaxy are in the first bin, systems which contain from 2 to 4 galaxies are in the second bin, systems with 5 to 19 galaxies in the third bin and so on.

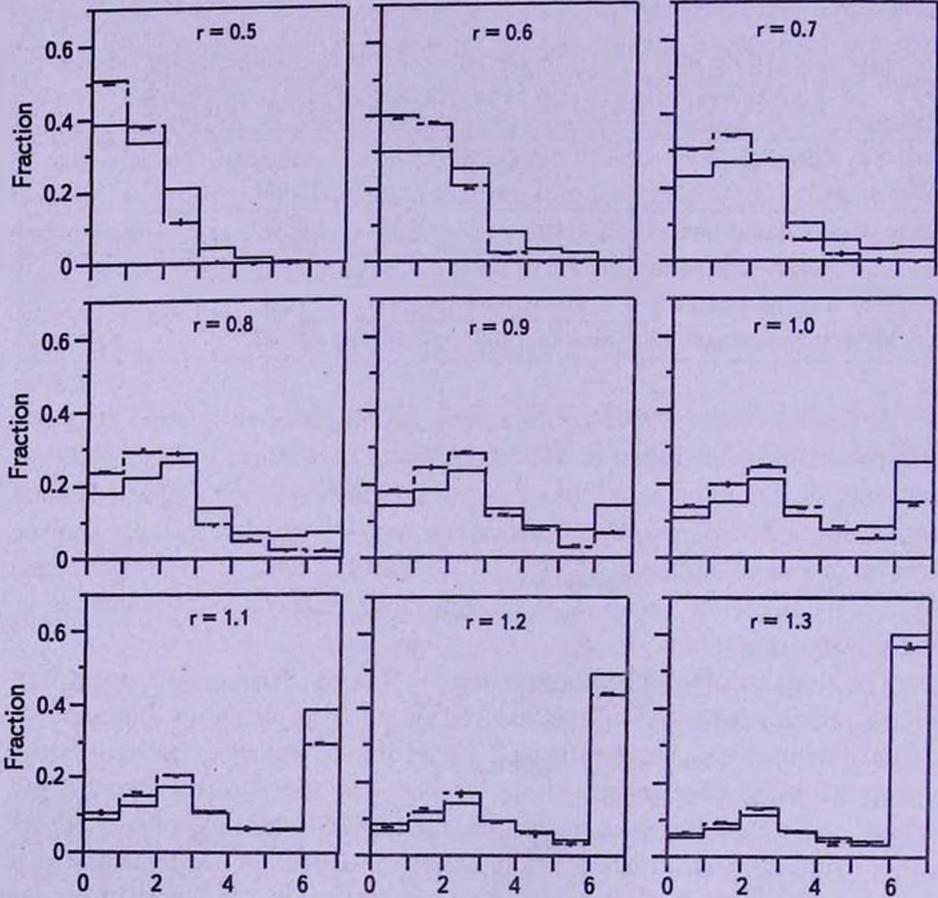


Fig.1. Histograms of the multiplicity functions for red (solid line) and blue (dashed line) galaxies in the luminous volume-limited Main galaxy sample for dimensionless radii ranging from $r=0.5$ to $r=1.3$. The error bars on the dashed histograms are 1σ Poissonian errors. The error bars on the solid histograms are omitted for clarity.

Fig.1 shows histograms of the multiplicity functions for red and blue galaxies in the luminous volume-limited Main galaxy sample for dimensionless radii of $r=0.5$ to $r=1.3$. The 1σ error bars are Poissonian errors. Following previous works [5,14], we define maximum lengths of the systems as the maximum distance between members of this system. At dimensionless radius $r=0.5$, the richest system contains: 31 galaxies in the blue galaxy subsample, and 217 galaxies in the red galaxy subsample; the maximal length of the largest system is: 24.48 Mpc in the blue galaxy subsample, and 57.14 Mpc in the red

galaxy subsample. The richest system and the largest system formed in the red galaxy subsample are much larger than those in the blue galaxy subsample. The fraction of galaxies in the first and second bins of histograms of the multiplicity functions is approximately 88.05% in the blue galaxy subsample, and 71.76% in the red galaxy subsample. The most of galaxy systems formed at dimensionless radius $r=0.5$ are isolated, paired and multiple ones. At radius $r=1.3$, the richest system contains: 33821 galaxies in the blue galaxy subsample, and 26518 galaxies in the red galaxy subsample; the maximal length of the largest system is: 729.46Mpc in the blue galaxy subsample, and 619.46 Mpc in the red galaxy subsample; the fraction of galaxies in systems with ≥ 200 galaxies is approximately 56.80% in the blue galaxy subsample, and 59.52% in the red galaxy subsample. The maximal length of the largest system formed at this dimensionless radius is even much larger than the edge length of the sample volume V (the rough estimate of the edge length $L_0 = V^{1/3} = 381.63$ Mpc for the luminous volume-limited Main galaxy sample), which shows that at this dimensionless radius, systems already merge into the entire interconnected supercluster network. As indicated as Deng et al. [14], the clustering properties of galaxies on all relevant scales can be presented in the dimensionless radii range of $r=0.5 \rightarrow r=1.3$.

In the past, many works shed light on the color-density relation [6, 19-32]. Blanton et al. [20] demonstrated that local density of galaxies is a strong function of all colors. Blanton et al. [4] reported that galaxy color is the galaxy property most predictive of the local environment. In the local Universe, it is widely accepted that red galaxies tend to reside in the densest regions of the universe, while blue galaxies tend to reside in low density regions. Deng et al. [7] applied the apparent-magnitude limited Main galaxy sample of the SDSS, studied the environmental dependence of $u-r$, $u-g$, $g-r$, $r-i$ and $i-z$ colors, and found that all the five colors are strongly correlated with local environment. However, it is noteworthy that in intermediate redshift and high redshift region, statistical analyses from different survey have yielded contradictory results. Cooper et al. [22] reported that the environmental dependence of galaxy colors at $z \approx 1$ mirrors that seen in the local Universe. Grützbauch et al. [31] showed that galaxy color weakly depends on local number density in the redshift range of $0.4 < z < 1$.

The volume-limited Main galaxy sample used by Deng et al. [5] actually corresponds to the luminous volume-limited Main galaxy sample of this work. In such a sample, Deng et al. [5] compared clustering properties of three galaxy subsamples with different $g-r$ color, and found that the redder galaxies preferentially inhabit the dense groups and clusters. In this work, we attempt to examine $u-r$ color dependence of clustering properties. As can be seen from Fig.1, we still can reach the conclusions: blue galaxies preferentially form isolated

galaxies, close pairs and small groups at all scales, whereas red galaxies preferentially inhabit dense groups and clusters. This shows that the trend of the different color dependence of clustering properties is the same, which is consistent with results regarding the environmental dependence of the different colors.

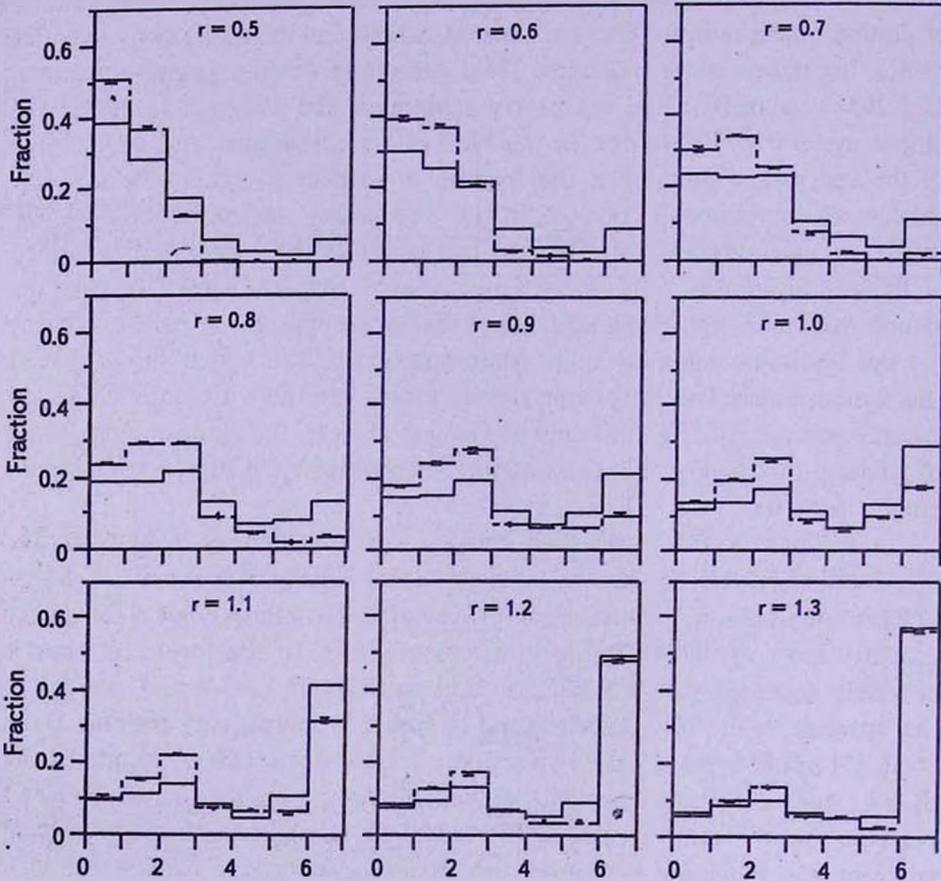


Fig.2. Same as Fig.1, but for histograms of the multiplicity functions for red (solid line) and blue (dashed line) galaxies in the faint volume-limited Main galaxy sample for dimensionless radii ranging from $r=0.5$ to $r=1.3$.

Norberg et al. [9] argued that the variation of the clustering properties with luminosity is different for galaxies with different luminosity range. In Fig.2, we plot histograms of the multiplicity functions for blue and red galaxies in the faint volume-limited Main galaxy sample for dimensionless radii of $r=0.5$ to $r=1.3$. A strong dependence of the clustering properties on $u-r$ color is observed in the faint volume-limited Main galaxy sample as well as in the luminous volume-limited Main galaxy sample. This shows that the statistical conclusion do not depends on the luminosity range of volume-limited Main

galaxy samples, which is consistent with the result obtained by Deng [11].

5. *Summary.* In this study, we aim to investigate $u-r$ color dependence of clustering properties by cluster analysis. We use two volume-limited Main galaxy samples of the SDSS DR10, to see the difference in $u-r$ color dependence of the galaxy clustering properties between the luminous and faint Main galaxy samples. Two volume-limited Main galaxy samples are located in different redshift and luminosity range: a luminous volume-limited Main galaxy sample contains 129515 galaxies at $0.05 \leq z \leq 0.102$ with $-22.5 \leq M_r \leq -20.5$ and a faint volume-limited sample includes 34573 galaxies at $0.02 \leq z \leq 0.0436$ with $-20.5 \leq M_r \leq -18.5$. We divide each volume-limited Main galaxy sample into two subsamples (red and blue) with nearly same number density and then perform comparative studies of clustering properties between them. As shown by Figs.1-2, the same statistical conclusion can be reached in two volume-limited Main galaxy samples: blue galaxies preferentially form isolated galaxies, close pairs and small groups at all scales, whereas red galaxies preferentially inhabit dense groups and clusters.

Acknowledgements. Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the U.S. Department of Energy. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>.

SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration including the University of Arizona, the Brazilian Participation Group, Brookhaven National Laboratory, University of Cambridge, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, the Instituto de Astrofísica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, New Mexico State University, New York University, Ohio State University, Pennsylvania State University, University of Portsmouth, Princeton University, the Spanish Participation Group, University of Tokyo, University of Utah, Vanderbilt University, University of Virginia, University of Washington, and Yale University.

¹ School of Information Engineering, Nanchang University, China

² School of Science, Nanchang University, China, e-mail: xinfadeng@163.com

ЗАВИСИМОСТЬ СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК ОТ $u-g$ ЦВЕТА В ГЛАВНОМ ГАЛАКТИЧЕСКОМ ОБРАЗЦЕ SDSS DR10

Ф.ЦАНГ¹, ХИН-ФА ДЕНГ²

Используя два пространственно-ограниченных образца главных галактик в SDSS DR10, мы исследовали зависимость особенности скопления галактик от $u-g$ цвета. Мы можем получить одинаковое статистическое заключение в двух пространственно-ограниченных образцах главных галактик: синие галактики предпочитают формировать изолированные галактики, тесные двойные и маленькие группы во всех масштабах, тогда как красные галактики предпочитают населять плотные группы и скопления.

Ключевые слова: *галактики: фундаментальные параметры - галактики: широко-масштабная структура*

REFERENCES

1. *M.J.I.Brown, R.L.Webster, B.J.Boyle*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 317, 782, 2000.
2. *I.Zehavi, M.R.Blanton, J.A.Frieman et al.*, Astrophys. J., 571, 172, 2002.
3. *I.Zehavi, Z.Zheng, D.H.Weinberg et al.*, Astrophys. J., 630, 1, 2005.
4. *M.R.Blanton, D.Eisenstein, D.W.Hogg et al.*, Astrophys. J., 629, 143, 2005.
5. *X.F.Deng, J.Z.He, P.Hu et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 121, 231, 2009.
6. *X.F.Deng, J.Z.He, X.Q.Wen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 395, L90, 2009.
7. *X.F.Deng, C.H.Luo, Y.X'in et al.*, Baltic Astronomy, 22, 133, 2013.
8. *M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton et al.*, Astron. J., 124, 1810, 2002.
9. *P.Norberg, C.M.Baugh, E.Hawkins et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 328, 64, 2001.
10. *G.Börner, H.Mo*, Astron. Astrophys., 224, 1, 1989.
11. *X.F.Deng*, Canadian Journal of Physics, 91, 12, 2013.
12. *B.Pandey, S.Bharadwaj*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 372, 827, 2006.
13. *J.Einasto, A.A.Klypin, E.Saar et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 206, 529, 1984.
14. *X.F.Deng, J.Z.He, Y.Q.Chen*, Astrophys. J., 706, 436, 2009.
15. *C.P.Ahn, R.Alexandroff, C.Allende Prieto et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 211, 17, 2014.
16. *C.Park, Y.Y.Choi, M.S.Vogeley et al.*, Astrophys. J., 633, 11, 2005.
17. *J.Einasto, M.Einasto, E.Saar et al.*, Astron. Astrophys., 459, L1, 2006.

18. *J.Einasto, M.Einasto, E.Saar et al.*, *Astron. Astrophys.*, **462**, 397, 2007.
19. *M.Bernardi, R.K.Sheth, J.Annis et al.*, *Astron. J.*, **125**, 1882, 2003.
20. *M.R.Blanton, D.W.Hogg, N.A.Bahcall et al.*, *Astrophys. J.*, **594**, 186, 2003.
21. *J.H.Lee, M.G.Lee, C.Park et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **403**, 1930, 2010.
22. *M.C.Cooper, J.A.Newman, D.J.Croton et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **370**, 198, 2006.
23. *M.C.Cooper, A.Gallazzi, J.A.Newman, R.Yan*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **402**, 1942, 2010.
24. *O.Cucciati, A.Iovino, C.Marinoni et al.*, *Astron. Astrophys.*, **458**, 39, 2006.
25. *P.Cassata, L.Guzzo, A.Franceschini et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **172**, 270, 2007.
26. *B.F.Gerke, J.A.Newman, S.M.Faber et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **376**, 1425, 2007.
27. *M.Pannella, A.Gabasch, Y.Goranova et al.*, *Astrophys. J.*, **701**, 787, 2009.
28. *L.A.M.Tasca, J.P.Kneib, A.Iovino et al.*, *Astron. Astrophys.*, **503**, 379, 2009.
29. *A.Iovino, O.Cucciati, M.Scodeggio et al.*, *Astron. Astrophys.*, **509**, A40, 2010.
30. *D.J.Wilman, S.Zibetti, T.Budavári*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **406**, 1701, 2010.
31. *R.Grätzbauch, C.J.Conselice, J.Varela et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **411**, 929, 2011.
32. *R.Grätzbauch, R.W.Chuter, C.J.Conselice et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **412**, 2361, 2011.

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СР-ЗВЕЗД НА ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ. V

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 27 октября 2014

Принята к печати 5 декабря 2014

Обсуждается темп релаксации магнитного поля у магнитных СР-звезд после их выхода на линию нулевого возраста Главной последовательности. Приводятся данные, свидетельствующие о медленном росте крупномасштабной дипольной составляющей и одновременно медленном исчезновении мелкомасштабной составляющей магнитного поля. Магнитное поле СР-звезд достигает максимума через 0.2-0.5 времени их жизни. Приводятся факты в пользу предположения, что крупномасштабное магнитное поле СР-звезд в конце их жизни на Главной последовательности исчезает вследствие возникновения конвекции на соответствующих фазах эволюции. Есть признаки того, что наблюдаемая зависимость величины поля от периода вращения у СР-звезд в значительной мере отражает такую же зависимость у протозвездных облаков.

Ключевые слова: *СР-звезды; магнитное поле*

1. *Введение.* Этой работой мы продолжаем исследование особенностей эволюции магнитных звезд на разных этапах, основанное на обобщении наблюдательных данных. Предыдущие наши работы на эту тему опубликованы в [1-5]. Здесь мы рассматриваем в основном период эволюции магнитных звезд от ZAMS (Zero Age Main Sequence) до момента исчезновения дипольных магнитных полей у СР-звезд, которое происходит, скорее всего, вследствие возникновения конвекции [3]. В этой работе мы пытаемся проанализировать темп релаксации магнитного поля после испытания звездами нестабильной фазы на ранних стадиях эволюции.

В процессе гравитационного сжатия протозвездного облака магнитные силовые линии тоже сжимаются, образуя область максимальной напряженности поля [5], часто не совпадающую с центром звезды. Моделирование показывает, что силовые линии такого образования создают на некотором расстоянии от его центральной части структуру, подобную структуре теоретического магнитного диполя. Измеренные фазовые зависимости, сделанные с максимальной точностью $\sigma = 5$ Гс, совпадают с модельной дипольной фазовой зависимостью в пределах $1.5 - 2\sigma$ [4]. Наши результаты моделирования [6] показывают также, что при сжатии протозвездных облаков возникают разные конфигурации - от максимальной напряженности поля в малом объеме, когда поле описывается "точечным" диполем, до

широкой вытянутой области, как показано на схеме рис.1. Этот случай мы называем полем "длинного" диполя. В первом случае модель показывает, что расстояние между магнитными монополями много меньше радиуса звезды $l \ll R$, во втором случае сингулярные точки, в которых сходятся модельные силовые линии, расположены на значительном расстоянии друг от друга, иногда достигающем $l \sim 0.5R$. Очень большое разнообразие

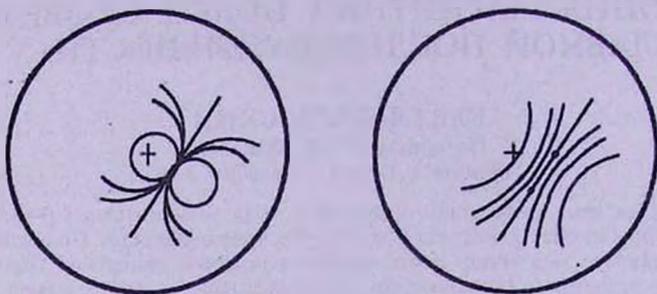


Рис.1 Схема силовых линий вблизи "точечного" диполя (слева) и вблизи "длинного" диполя (справа).

величин магнитного поля и структур магнитных звезд можно объяснить тем, что протозвездные облака крайне неоднородны по величинам поля, скоростям движения и плотностям. К сожалению, формирование наблюдаемых дипольных магнитных структур трудно рассмотреть теоретически вследствие сложности уравнений. Наши результаты по моделированию показывают, что около 20% магнитных звезд имеют двух- и трехдипольные структуры магнитного поля, приводящие к сложным фазовым зависимостям изменения магнитного поля. В тех случаях, когда диполи расположены вблизи центра звезды, фазовые зависимости обычно похожи на синусоиду. В случае "точечного" диполя в объеме с радиусом $R = 0.01R$, и среднем поверхностном магнитном поле (mean magnetic field modulus) $B_s = 1000$ Гс, магнитное поле оказывается порядка $B_c \sim 10^9$ Гс. Теоретической проблемой является совместимость такой конфигурации с конвективным ядром. В случае, если "длинный" магнитный диполь находится, например, на половине радиуса, поле внутри такой области оказывается на несколько порядков меньше. В моделях с двух- и трехдипольными конфигурациями знаки зарядов чередуются и не было случаев, когда два диполя внутри звезды были бы ориентированы одинаковыми знаками в одну сторону. Это интересная теоретическая проблема. Вероятно, в протозвездных облаках такие ситуации не встречаются вследствие их неустойчивости [7].

С точки зрения реликтовой гипотезы возникновения магнитных звезд и на основании анализа наблюдательных данных делается вывод, что сильные внутренние поля полоидального типа сохраняются в течение всех

фаз эволюции. Однако есть основания полагать, что в период нестабильной фазы магнитное поле вследствие вмороженности в вещество в значительной степени запутывается, но дипольная реликтовая полоидальная составляющая поля B_0 остается. К ней добавляется вторичная мелкомасштабная составляющая B_1 , каждый компонент которой направлен произвольно. Составляющая B_0 обеспечивается тем, что магнитные неоднородности сохраняют долю преимущественной ориентации, заложенной в начальной фазе [5]. При таких условиях общее поле мелкомасштабной составляющей равно нулю. Но его влияние должно приводить к общему зеемановскому уширению спектральных линий, чувствительных к магнитному полю. Запутанные силовые линии после прекращения нестабильности постепенно на стадии до ZAMS постепенно исчезают вследствие их неустойчивости, и выделяется глобальная дипольная структура, определяемая реликтовой составляющей. Основные свойства магнитных звезд - медленное вращение, преимущественная ориентация силовых линий, разделение звезд на нормальные и магнитные, могли происходить, скорее всего, только на фазе первоначального коллапса [5].

2. *Магнитное поле звезд Ae/Be Хербига.* Исходя из сказанного, становится понятным, почему сильные магнитные поля в молодых звездах Ae/Be Хербига ($[8-10] 2 < M_*/M_\odot < 10$) не обнаруживаются и нет у молодых звезд заметных магнитосфер. В поверхностных, наблюдаемых слоях, у молодых звезд, глобальные структуры не могут существовать, потому что силовые линии там продолжают запутываться вследствие турбулентной нестабильности, вызываемой аккрецией [11]. Внутренний объем звезды, в котором происходит исключительно лучистый перенос, находится в стационарном состоянии [12] и крупномасштабная полоидальная составляющая реликтового магнитного поля B_0 там сохраняется и усиливается, а мелкомасштабная фракция начинает исчезать. С другой стороны, исследования эмиссионных звезд Хербига показывают, что многие свойства, например наличие локальных выбросов, невозможно объяснить без предположения участия локальных магнитных полей. Не исключено, что в отдельных участках поверхности молодых звезд, прошедших линию рождения, могут возникать условия, благоприятствующие всплыванию магнитных силовых линий.

Многие исследователи в разное время пытались обнаружить наличие сильного магнитного поля у молодых звезд Ae/Be Хербига, несмотря на неблагоприятный прогноз. Как было сказано выше, магнитное поле должно в той или иной степени сохраниться внутри звезд в течение всех фаз эволюции и это обстоятельство поддерживало инициативу. Обнадеживало также то, что крупномасштабное поле не могло появиться внезапно, должен быть период роста.

В работах [8-10], посвященных первым поискам сильных магнитных

полей, были сделаны следующие предварительные выводы:

1) Сильное глобальное магнитное поле, подобное полю нормальных CP-звезд, отсутствует на поверхности молодых звезд. Но поле, вероятно, содержится внутри звезд и не появляется на поверхности вследствие разрушения аккреционными воздействиями. Заметное магнитное поле и химические аномалии появляются, по-видимому, только вблизи ZAMS, когда звезда освобождается от окружающего ее газопылевого облака. Запутанные силовые линии приводят к суммарной величине поля близкой или равной нулю.

2) В работе [13] в отдельную группу выделены так называемые Post-Ae/Be звезды Хербига. Они находятся на диаграмме Герцшпрунга-Рессела вблизи ZAMS [10] и отличаются слабым ИК-избытком. Из 34 известных таких звезд 7 оказались He-w и He-g объектами. Очевидно Post-Ae/Be звезды с гелиевыми аномалиями обладают слабыми полями [8,10,14]. Обнаружение CP-звезд среди Post-Ae/Be объектов подтверждает предположение о том, что область вблизи ZAMS является местом начала формирования CP-звезд.

3) В работе [10] получены первые признаки того, что химические аномалии после ZAMS растут, преодолевают максимум и потом начинают уменьшаться. Впоследствии это явление было подтверждено [5].

4) В работе [10] был сделан вывод о необходимости повысить точность измерений для поиска слабых полей среди Ae/Be звезд Хербига и изучения сложных структур магнитных полей.

Первые результаты измерения продольного поля B_e получались с малой матрицей [8-10,14] в 1997-2001гг., покрывающей небольшой диапазон длин волн, что не давало возможности сделать измерения с достаточной точностью, она в среднем составляла несколько сот гаусс. Поэтому задача ограничивалась только поиском сильных магнитных полей такой же величины, какую имеют типичные магнитные звезды, т.е. несколько тысяч гаусс. Такие звезды с уверенностью не были найдены и был сделан вывод, что полей в несколько тысяч гаусс у звезд Ae/Be Хербига нет.

В этот же период времени Донати [15] измерил с помощью более совершенной методики магнитное поле звезд HD 100546 и 104237 и получил неуверенный результат. Впервые положительный результат, превышающий 3σ , $B_e = 450 \pm 93$ гаусс для звезды HD 139614 получен в работе [16] в 2004г. Однако три измерения этой звезды в 2012г. [17], выполненные в течение трех дней подряд, дали отрицательный результат, так как получены практически одинаковые величины 12, 13 и 24 Гс с ошибкой 14 Гс. В работе [18] в 2006г. на телескопе VLT снова была сделана попытка поиска магнитных полей на Ae/Be звездах Хербига. В результате у звезды HD 31648 поле оказалось $B_e = 87 \pm 22$ Гс (3.9σ), у HD 144432 $B_e = 119 \pm 38$ Гс (3.1σ), у HD 139614 $B_e = 116 \pm 34$ Гс (3.4σ).

Последнее измерение снова не совпало с измерениями в работе [17]. В работе [19] в 2007г. получено 9 измерений поля для звезды HD 190073, в среднем равном $Be = 80 \pm 18$ Гс (4.4σ). Это действительно уверенный результат, так как он был подтвержден потом разными авторами. В работе [20] в 2007г. надежно было установлено наличие магнитного поля у звезд HD 101412 $Be = 430 \pm 75$ Гс (5.7σ), у V380 Ori $Be = 460 \pm 70$ Гс (6.6σ), у HD 32106A $Be = 195 \pm 45$ Гс (4.3σ) и подтверждено поле у HD 139614 $Be = 150 \pm 50$ Гс (3σ). Все эти результаты показывают, что обнаружение магнитных полей зависит в первую очередь от точности измерений и от того, по каким линиям поле измерялось - по фотосферным или оболочечным [21]. В работе [22] в 2005г. авторы пришли к выводу, что среди Ae/Be звезд магнитных тоже 10%, как и среди Ar-магнитных, и что наличие *слабых* полей (относительно типичных Ar-звезд) достаточно твердо установлено. В 2007г. в работе [20] выполнены 69 измерений 50 молодых звезд с высокой точностью. Глобальное магнитное поле порядка 1 кГс определено было найдено у HD 101412 и BF Ori. Дальнейшие успешные результаты были получены в [23,24]. Наиболее интересные данные были получены в работах [25,26], когда были найдены фазовые зависимости продольного магнитного поля у звезд HD 200775 и V380 Ori. Моделирование показало [27], что эти две звезды направлены к наблюдателю полюсами вращения, благодаря чему видны области поверхности, мало подверженные воздействию дисковой аккреции. Кроме этих двух звезд промоделированы еще две HD 37022 [28,29] и 101412 [24,30]. Все эти объекты измерены с недостаточной точностью для определения типа моделей, но оказалось возможным в первом приближении применить модели центрального диполя. Точная форма фазовых зависимостей звезд Ae/Be Хербига крайне важна для понимания особенностей эволюции магнитного поля. У молодых звезд на структурах магнитных полей должны оставаться следы нестационарных процессов, происходивших ранее, которые еще не успели исчезнуть.

Из приведенных данных совершенно очевидно, что незадолго перед выходом магнитных звезд на ZAMS магнитные поля у них очень слабые. После прекращения аккреции верхний слой стабилизируется и внутреннее магнитное поле появляется на поверхности, подавляя любую турбулентцию в поверхностных слоях и создавая условия для начала диффузионных процессов. Возникают химические аномалии. Более крупные структуры внутри и на поверхности звезд, вследствие их устойчивости, в значительной степени сохраняются на Главной последовательности до конца.

Если бы верхний нестационарный слой просто экранировал внутреннее магнитное поле, то по мере его исчезновения в начальных фазах после ZAMS поле большой величины появлялось бы сразу. Например, некоторые

звезды, такие как HD 215441, уже на $R/R_z = 1.2$ (R/R_z - это радиус звезды относительно ее радиуса на ZAMS, он пропорционален $\log g$) имеют поле в несколько десятков килогаусс. Но если к глобальному полоидальному полю B_0 примешивается мелкомасштабная составляющая B_1 , возникшая после нестационарной стадии, то по мере ее релаксации величина B_0 будет расти медленно. Какой из этих двух случаев существует на самом деле предстоит выяснить. Ориентация магнитного поля B_0 , возникшая в фазе коллапса, по-видимому сохраняется, как сказано выше. Вероятно, именно она организует ориентацию мелкомасштабных магнитных неоднородностей и по мере их исчезновения величина B_0 растет.

3. *Рост магнитного поля после ZAMS.* Задача состоит в выяснении, магнитное поле сразу становится максимальным на ZAMS ($R/R_z = 1$) или оно растет постепенно. В работах [2,31,32] показано, что у звезд после покидания ZAMS, по мере их эволюции поперек полосы Главной последовательности, магнитное поле медленно увеличивается и на $R/R_z \approx 1.1-1.6$ достигается максимум. В работах [33,34] тоже высказывалось предположение, что магнитные поля достигают максимума в середине полосы Главной последовательности. Одна из задач состоит в том, сколько надо времени, чтобы магнитное поле достигло максимума. Начало роста, очевидно, приходится на $t=0$, когда формируется лучистая звезда после окончания неустойчивой фазы. К сожалению, пока мало данных о величинах среднего поверхностного магнитного поля B_s у магнитных звезд разных типов пекулярности, поэтому мы попытаемся изучить среднюю зависимость для всех типов CP-звезд вместе.

На рис.2а показана зависимость $B_s(R/R_z)$, построенная по данным из работы [1] для звезд всех типов пекулярности, плюс наши новые определения B_s (всего 150 звезд), которые готовятся к публикации. При построении этой зависимости использовались в первую очередь непосредственные измерения B_s , сделанные в нескольких фазах периода вращения, в основном это работы Матисса и его коллег. Во вторую очередь брались наши модельные оценки B_s , потом уже одиночные измерения разных авторов в отдельных фазах периода вращения. Точками показаны средние величины в узких диапазонах R/R_z . Бары показывают среднее квадратическое рассеяние величин B_s . Сплошной линией проведена предполагаемая кубическая зависимость изменения магнитного поля, которая должна была бы наблюдаться в случаях, если бы структуры магнитного поля соответствовали теоретическому центральному диполю. Магнитное поле теоретического диполя изменяется с расстоянием от него как $B = q \cdot l / R^3$ (q - заряд монополя, l - расстояние между монополями, R - радиус звезды, $l \ll R$). Однако моделирование показывает [6], что на самом деле у звезд $l \sim R$, следовательно, показатель степени в этой формуле должен быть $n < 3$. (Далее

эту проблему рассмотрим подробнее). Штриховой линией проведена степенная зависимость способом наименьших квадратов по точкам в диапазоне $R/R_z = 1.0 - 1.8$. Показатель степени у этой зависимости оказался равным $n = 1.5 \pm 0.3$. Две точки в диапазоне $R/R_z = 0.9 - 1.0$ не учитывались, потому что они находятся в области быстрого роста магнитного поля. Точки на $R/R_z = 1.8 - 2.5$ тоже не учитывались, так как они находятся под влиянием уменьшения скорости эволюционного движения звезды на Главной последовательности вследствие зигзага на эволюционном треке. Моделирование структур магнитного поля СР-звезд показывает, что

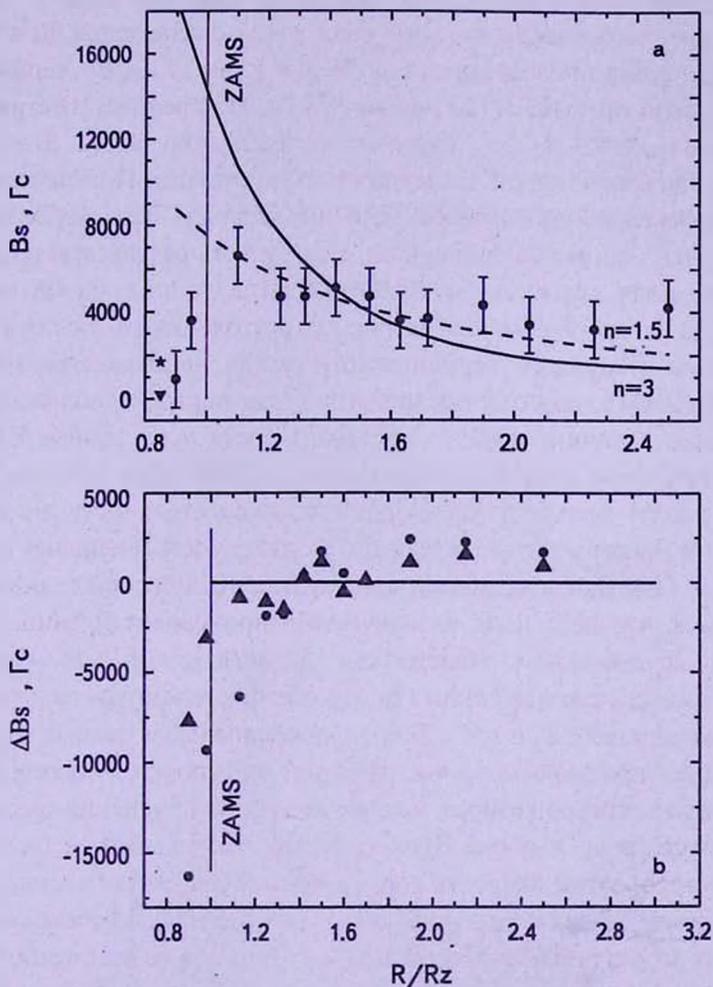


Рис.2 Изменение магнитного поля при эволюционном движении звезд поперек полосы Главной последовательности (слева виден рост поля вследствие релаксации мелких структур). Точки - средние величины в узких интервалах R/R_z ; сплошная кривая - кубическая зависимость изменения поля; штриховая линия - наблюдаемая зависимость. b - изменение магнитного поля после исключения влияния эволюционного роста радиуса. Черные точки - результат учета кубической зависимости, треугольники - учтена наблюдаемая зависимость.

центральный диполем можно описать только около 20% звезд. Следовательно, уменьшение магнитного поля при эволюционном увеличении радиуса не может происходить точно по кубическому закону. К сожалению, вследствие сильного разброса величин магнитного поля трудно оценить достаточно уверенно величину n . До сих пор мы использовали $n=3$, но учитывая новую зависимость с $n=1.5$ в данной работе мы предполагаем среднюю величину $n=2.25$.

Особое значение для нашей задачи имеют начальные фазы роста поля. Самые сильные поля среди звезд Ae/Be Хербига обнаружены у HD 37022 [28,35,36], HD 101412 [25,37], HD 200775 и V381 Ori [26,27]. Средняя величина среднего поверхностного поля у них оказывается $B_s=1725$ Гс. Средняя величина продольного поля B_e для 13 звезд Ae/Be Хербига [17], у которых поле превышает 2σ , равна 355 Гс. По среднестатистическому соотношению $B_s=6 \cdot B_e$ [38] для этих 13 звезд получается $B_s=2130$ Гс, величина, близкая четырем вышеупомянутым звездам. Полученная точка обозначает *максимальную* среднюю величину поля для звезд Ae/Be Хербига, она обозначена на рис.2а звездочкой. Если учесть результаты измерения магнитного поля других звезд Ae/Be Хербига, то получается меньшая величина, [17] она обозначена на рис.2а треугольником. Все эти звезды находятся на диаграмме Герцшпрунга-Рессела непосредственно перед выходом на ZAMS, поэтому предполагаем, как первое приближение, для них среднюю величину $R/R_z = -1.15$. Факт роста поля вблизи ZAMS не вызывает сомнения. Он, возможно, искажен ошибками величин R/R_z и тем, что звезды приходят на Главной последовательности не точно в $R/R_z=1$. Эти факторы должны "размывать" зависимость, уменьшая крутизну роста поля. Тем не менее, исходя из обсуждений, представленных ниже, мы полагаем, что рост поля вблизи ZAMS происходит плавно.

На рис.2b приведена зависимость $\Delta B_s(R/R_z)$, где ΔB_s - отличия наблюдаемых средних величин B_s от обеих степенных зависимостей соответствующих $n=2.25$ и $n=3$. Точнее, показаны наблюдаемые изменения величины поля при эволюционном движении звезд поперек полосы Главной последовательности, из которых исключен эффект изменения поля за счет роста радиуса звезд. В обоих случаях видно, что магнитное поле растет сначала быстро, затем скорость роста замедляется. Это объясняется тем, что время исчезновения неоднородностей магнитного поля пропорционально квадрату их характерных размеров, поэтому по мере исчезновения мелких структур, активность релаксации замедляется и зависимость становится более пологой [2,5,27]. Скачек после $R/R_z=1.8$ возникает вследствие замедления эволюционного движения звезды из-за характерного зигзага на эволюционном треке.

4. Исследование зависимости $N-RR_z$. Уточнить зависимость

$B_s(R/R_z)$, рассмотренную выше, можно следующим способом. Изучим распределение числа магнитных звезд $N(R/R_z)$ поперек полосы Главной последовательности. Температуры, абсолютные болометрические величины

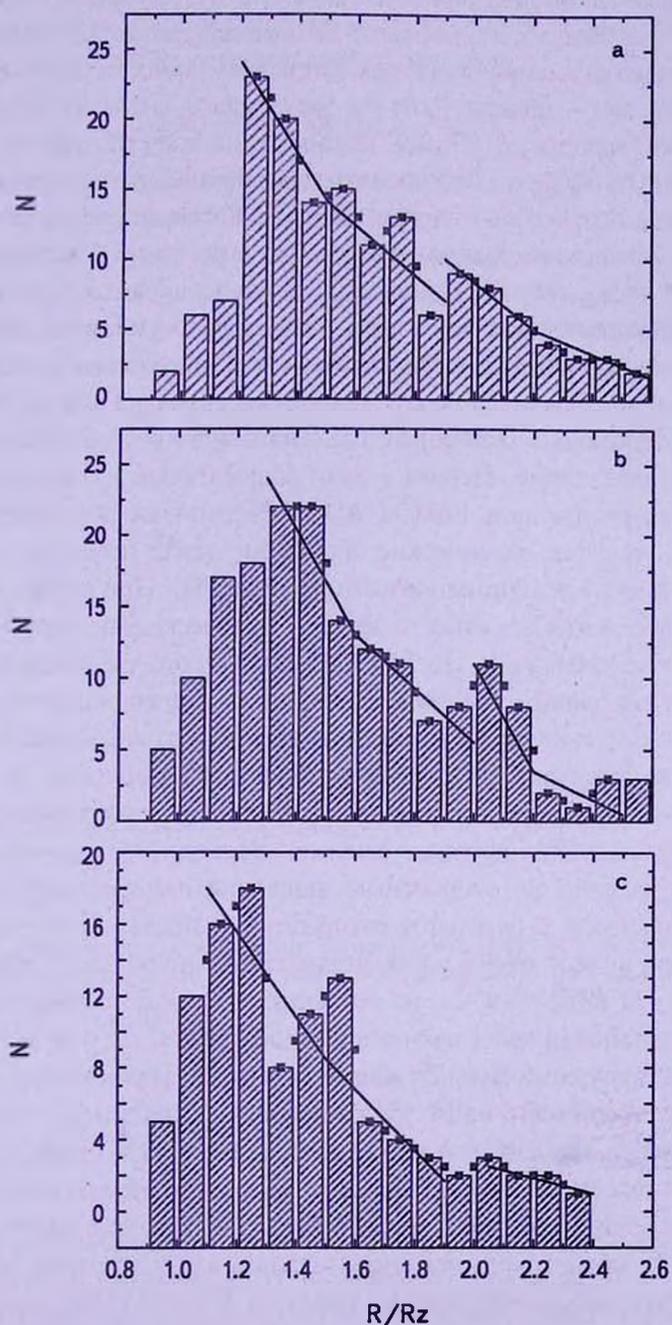


Рис.3 Распределение числа звезд разных типов пекулярности на разных R/R_z .
 а - SrCrEu-звезды, б - Si-звезды, с - звезды с гелиевыми аномалиями.

M_b , оцененные на основании данных [39], а также величины R/R_z взяты из каталога [40]. Небольшое количество данных взято из работ [33,41,42].

Распределение числа звезд N на разных расстояниях от ZAMS для звезд трех основных типов пекулярности (He-г+He-w), (Si) и (SrCrEu), показано на рис.3а, б, с. Всего использованы данные для около 470 звезд. Хорошо видно, что распределения звезд всех типов пекулярности подобны и имеют характерный вид - вблизи $R/R_z = 1$ звезд мало, затем на $R/R_z = 1.2 - 1.4$ наблюдается максимум, после которого количество звезд медленно уменьшается до $R/R_z = 2.5$. Хорошо видно также, что магнитные звезды всех типов занимают всю ширину полосы Главной последовательности. Очевидно, что наличие максимума создало в работе [33] впечатление, что звезды с $M < 3M_{\odot}$ (это SrCrEu-звезды) концентрируются в центре полосы Главной последовательности. На самом деле максимум концентрации виден у звезд всех типов пекулярности. В работе [43] утверждается, что в отличие от CP-звезд, нормальные звезды заполняют полосу Главной последовательности равномерно. Причины столь необычного распределения CP-звезд могут быть следующие. Первая - это наблюдательная селекция, которая заключается в следующем. Вблизи $R/R_z \approx 1$ магнитное поле звезд пока еще слабое (см. рис.2а), химические аномалии тоже невелики вследствие зависимости их от величины магнитного поля [44]. При слабых аномалиях уменьшается вероятность отнести звезду к химически пекулярным объектам в процессе классификации. После ZAMS поле растет, увеличивается степень химических аномалий и, следовательно, число классифицированных звезд N . В работе [33] тоже делается предположение, что химические аномалии возникают не сразу на ZAMS, поэтому отсутствуют кандидаты на измерения магнитных полей. Однако ситуация сложнее. На рассматриваемую зависимость накладывается другая, а именно - постепенное уменьшение числа звезд из-за увеличения скорости их движения поперек полосы Главной последовательности. В результате распределение после максимума начинает уменьшаться, в том числе из-за уменьшения поля после прохождения максимума. На $R/R_z = 1.9 - 2.0$ на зависимостях рис.3 возникает ступенька вследствие остановки звезд на эволюционном треке, где они делают зигзаг. Поэтому на диаграмме $N(R/R_z)$ возникает скачек увеличения числа звезд. Ступенька размыта всего на ± 0.15 , в основном, по-видимому, из-за ошибок R/R_z . Следовательно, и наклон зависимости после $R/R_z = 1$ тоже уменьшается на величину такого же порядка. Она невелика по сравнению с значительным диапазоном роста магнитного поля $R/R_z = 0.9 - 1.2$. Кроме влияния ошибок величин R/R_z может оказаться значительным влияние нерезкости ZAMS, из-за того, что звезды приходят не точно на $R/R_z = 1$. Темп роста N после ZAMS связан не только со скоростью релаксации магнитного поля, но и со скоростью рассеяния оболочки вокруг молодой звезды и появления

характерных пекулярных линий химических элементов.

Для уточнения влияния рассмотренных причин на наклон зависимости роста поля после ZAMS, надо сравнить распределения $N(R/R_z)$ для магнитных и нормальных звезд. Для этого мы воспользовались зависимостью распределения магнитных и нормальных звезд от $\log g$, приведенной в работе [33]. Переход от $\log g$ к R/R_z осуществляется по формуле

$$\log(R/R_z) = \frac{1}{2}(\log g_{ZAMS} - \log g).$$

Наблюдаемое относительное распределение $N/N_{max}(R/R_z)$, выведенное нами для звезд всех типов пекулярности вместе (470 звезд), приведено на рис.4 кружками. Звездочками показано распределение магнитных звезд относительно нормальных звезд N/N_{norm} , полученное по данным указанной работы. Поскольку оба распределения практически совпадают, то это означает, что влияние нерезкости ZAMS и ошибок величин R/R_z незначительно. Для

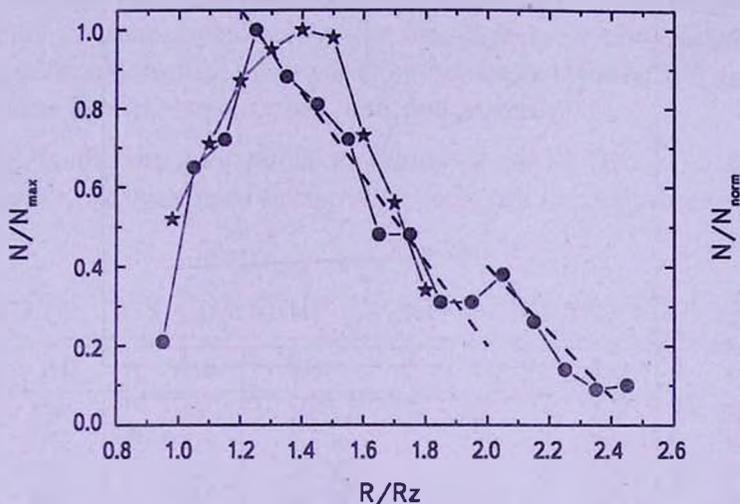


Рис.4. Нормированное к максимуму распределение звезд всех типов пекулярности вместе - кружки. Звездочки - то же, но распределение получено относительно нормальных звезд.

нас важно то, что таким путем подтверждается медленный рост магнитного поля и числа СР-звезд в диапазоне $R/R_z = 0.95 - 1.30$. Таким образом, мы имеем достаточно уверенные данные о том, что после выхода звезд на Главную последовательность магнитное поле действительно растет медленно.

5. *Скорость роста магнитного поля после ZAMS.* Скорость можно оценить по возрасту звезд, находящихся в максимуме распределения $N(R/R_z)$. Возраст используемых магнитных звезд оценивался по эволюционным трекам [45]. Для звезд SrCrEu-типа время достижения максимальной величины N оказалось равным $t = 4.5 \cdot 10^8$ лет (см. рис.3а), для

звезд Si-типа $t = 1.7 \cdot 10^8$ лет (рис.3b), для звезд He-g+He-w типа $t = 0.2 \cdot 10^8$ лет (рис.3c). Можно предположить, что магнитное поле звезд этих типов пекулярности достигает максимума за такие же времена. По распределению числа звезд получается, что (He-g, He-w)-звезды проживают до максимума 0.2 части всей жизни на Главной последовательности, а (SrCrEu)-звезды 0.5 своей жизни (в работе [33] 30%). Этот интересный результат требует дальнейшего изучения.

6. *Различие распределений массивных и не массивных CP-звезд.* В работе [34] найдено, что распределение магнитных звезд с массами $M < 3M_{\odot}$ (это в основном SrCrEu-звезды) имеет максимум в середине полосы Главной последовательности, в то время как распределение более массивных звезд (это He-w + He-g+Si - звезды) такое же равномерное как

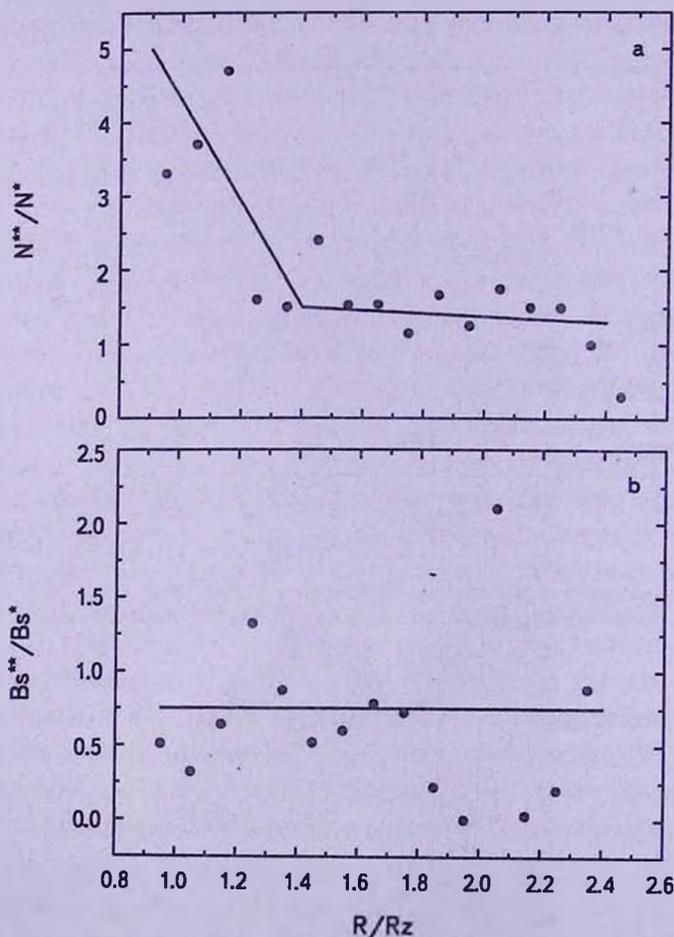


Рис.5. а - Отношение зависимости $N(R/R_{\odot})$ для (He+Si)-звезд (N^{**}) к такой же зависимости для SrCrEu-звезд (N^{*}). б. Отношение зависимости $Bs^{**}(R/R_{\odot})$ для (He+Si)-звезд к такой же зависимости $Bs^{*}(R/R_{\odot})$ для SrCrEu-звезд.

у нормальных звезд. Но из рис.3 мы видим, что характер распределения звезд всех типов одинаков: у всех наблюдается начальный рост числа звезд, затем достигается максимум, после него начинается падение. Для уточнения сказанного, на основании данных, приведенных на рис.3, мы получили отношение распределений (He+Si)-звезд и (SrCrEu)-звезд. Оказалось, что в диапазоне $R/R_z = 1 - 1.2$ число массивных (He+Si)-звезд относительно больше, чем в диапазоне $R/R_z > 1.2$ (рис.5a). Это значит, что рост количества массивных (He+Si)-звезд происходит быстрее, следовательно вывод, сделанный в работе [33], правильный. Этот результат не противоречит выводу в [43], что массивные СР-звезды концентрируются ближе к ZAMS, чем мало массивные и примерно совпадает с выводом в работе [33] о том, что максимум распределения холодных СР-звезд появляется после проведения 30% жизни звезд на Главной последовательности. Связано ли это свойство с различием скорости роста магнитного поля? Оказывается нет, потому что отношение среднего поля B_s по всей ширине полосы Главной последовательности у них одинаковое (рис.5b). Следовательно, можно предположить, что появление химических аномалий у массивных СР-звезд происходит быстрее, или они заметнее.

7. *Предельный возраст магнитных звезд.* Проблема предельного возраста t наблюдаемого магнитного поля уже рассматривалась в работах

Таблица 1

ЗВЕЗДЫ, ПОКИДАЮЩИЕ ГЛАВНУЮ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ

HD	T_e , K	Тип	R/R_z	$\log r$	B_s
3360	21050	He-r	2.20	7.36	290
5737	13570	He-w	2.42	7.90	3190
5797	7920	SrCrEu	2.36	8.90	1800
8441	8700	SrCrEu	2.14	8.63	470
18078	8050	SrCrEu	2.75	8.70	3830
18296	10920	SrCrEu	2.90	8.11	890
37479	22070	He-r	2.50	7.32	4310
40312	10180	Si	2.33	8.30	650
47103	8180	SrCrEu	2.20	8.81	16300
51418	8470	SrCrEu	2.20	8.60	1130
71866	8170	SrCrEu	2.29	8.81	5180
93507	9170	Si+	2.05	8.60	7150
110274	7310	SrCrEu	2.40	8.90	4020
116458	9720	He-w	2.00	8.48	4680
147010	7400	Si+	2.07	9.00	10600
170397	9450	Si	2.00	8.54	1160
170973	10720	Si+	2.20	8.30	>1000
191742	8110	SrCrEu	2.37	8.81	1800
335238	8250	SrCrEu	2.40	8.85	8700
343872	10500	Si	2.50	-	3720

[3,46]. Здесь мы уточним эту задачу на основании более полного материала. На диаграмме Гершшпрунга-Рессела в работе [3] хорошо видно, что верхняя граница магнитных звезд достаточно резкая, при этом пограничные звезды имеют сильные поля и не заметно, чтобы они уменьшались плавно, как это видно из табл.1. В упомянутых работах сделано предположение, что исчезновение магнитного поля вероятнее всего происходит вследствие появления конвекции.

В табл.2 приведен список звезд с максимальным возрастом. Интересно то, что они исчезают как магнитные, не доходя до верхней границы полосы

Таблица 2

СПИСОК ЗВЕЗД С МАКСИМАЛЬНЫМ ВОЗРАСТОМ

HD	Тип	T_e , К	M_b	$\log t$	B_s , Гс
965	SrCrEu	7480	+1.40	8.95	4390
24712	SrCrEu	7210	+2.60	8.95	2600
92499	SrCrEu	7130	+1.70	8.91	8200
96237A	SrCrEu	6990	+0.80	8.94	2870
101065	SrCrEu	6470	+3.00	9.10	2300
122970	SrCrEu	6910	+2.70	9.30	2500
206088	SrCrEu	7200	+1.25	9.00	-

Главной последовательности, как это видно в работе [3]. Очевидно, что граница, на которой магнитное поле исчезает, соответствует появлению конвекции, разрушающей магнитное поле. Это граница между конвективными звездами и лучистыми [11]. На рис.6 приведена зависимость $B_s - \log t$ из

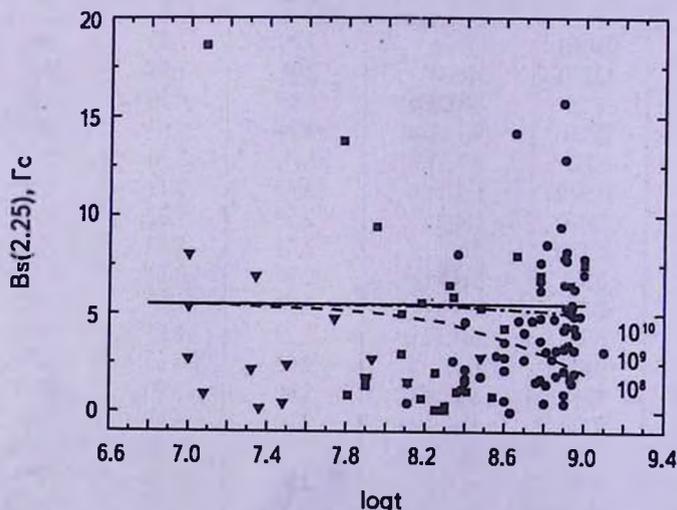


Рис.6. Зависимость $B_s(\log t)$ для звезд разного типа пекулярности. Треугольники - звезды с аномальными линиями гелия; квадраты - Si-звезды; черные кружки - SrCrEu-звезды. Сплошной, штрих-пунктирной и штриховой линиями обозначены предполагаемые экспоненциальные зависимости для возрастов 10^{10} , 10^9 и 10^8 лет, соответственно.

работы [46], дополненная новыми измерениями, из которой хорошо видно, что исчезновение дипольного поля происходит почти внезапно при $\log t = 9 - 9.1$. Эта граница хорошо заметна также в работе [39] на графике $M_b - \log T_{\text{эф}}$. На рис.6 показаны также треки, по которым должны были двигаться звезды с разной величиной времени затухания поля τ . Очевидно, что $\tau > 9 - 10$. Этот результат показывает, что полный магнитный поток не изменяется быстрее, чем это определяется омическим затуханием. Кстати, этот вывод противоречит предположению о действии в магнитных звездах меридиональной циркуляции и дифференциального вращения, которые разрушали бы поле быстрее. В отличие от аналогичного рисунка в [46] в данном случае все величины B_s приведены к $R/R_z = 1.4$ с учетом $n = 2.25$, а не $n = 3$. Общий вид зависимости от этого не изменился.

8. *Зависимость $B_s(\log P)$.* Зависимость скорости вращения магнитных звезд от величины магнитного поля исследовалась многими авторами, особенно когда они пытались найти признаки действия магнитного динамо ($B \sim \Omega$) или торможения вращения ($\Omega \sim 1/B$). В работе [47] на основании данных для 16 звезд был получен результат, показывающий, что быстрые ротаторы имеют в среднем меньше поле, чем медленные. Таким образом, считалось, что предполагаемая антикорреляция не соответствует гипотезе динамо. В работах [48,49] найдено, что зависимость не такая простая. С увеличением периода вращения величина магнитного поля растет, достигает максимума на $P = 8^d$ и затем начинает падать. В работе [50] не подтверждена прямая корреляция $B_s \sim P$, но подозревается обратная корреляция в диапазоне всех периодов в пользу гипотезы "магнитного торможения". В 2011г. эта зависимость снова была исследована [51] на основании данных о средних поверхностных

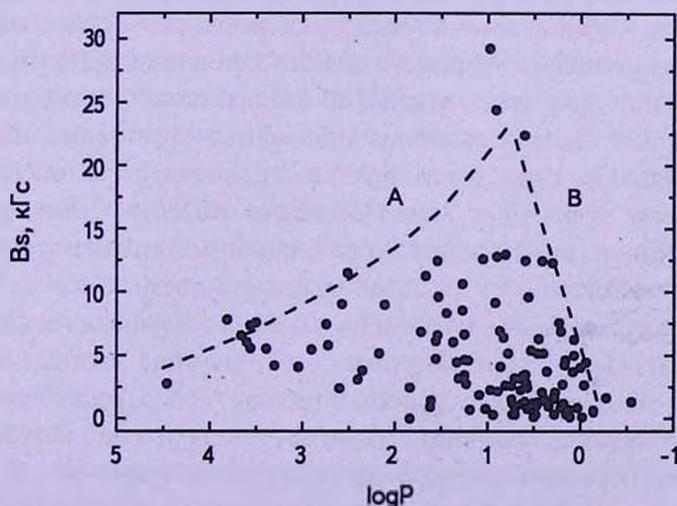


Рис.7 Распределение магнитных звезд с разными величинами среднего поверхностного магнитного поля по периодам вращения (обозначения в тексте).

магнитных полях B_s для 60 звезд. Получен результат, подтверждающий вывод работы [49,52] о том, что зависимость $B_s(\log P)$ имеет максимум на $P=8-10$ дней. Причина такой зависимости не была найдена. Поэтому в данной работе мы не будем искать корреляции, а посмотрим как расположены все доступные нам в настоящий момент звезды в плоскости $B_s - \log P$ (рис.7). Хорошо видно, что область, занимаемая звездами, имеет левую границу - А и правую - В. В [8] было показано, что чем медленнее магнитные звезды вращаются, тем больше их относительное количество. Так, среди звезд с $v \sin i = 0-10$ км/с доля магнитных звезд составляет 30% при среднем уровне 10%. Это сильный аргумент против магнитного динамо. Критическая величина $v \sin i$, при которой начинают появляться магнитные звезды, равна 100-120 км/с, что соответствует $P \approx 1^d$. Эта граница хорошо заметна на рис.7. Она означает, что нормальные звезды находятся справа. Однако непонятно, почему правая граница наклонена. В работе [5] предполагается, что при превышении некоторой критической скорости вращения v_c в протозвездном облаке возникает дифференциальное вращение, которое закручивает силовые линии магнитного поля в тороидальную форму, не измеряемую существующими методами. Магнитное поле затрудняет возникновение дифференциального вращения, поэтому правая часть должна была бы быть наклонена в обратную сторону. Здесь же получается, что у звезд с сильным полем дифференциальное вращение возникает при более медленном вращении. Рассмотрим левую границу А. Она показывает, что чем слабее поле протозвездного облака, тем оно медленнее вращается. Это тоже непонятно. Однако можно предположить, что чем быстрее движутся протозвездные облака, тем сильнее они намагничиваются. Самые медленные облака привели в левой части зависимости к самым "слабым" магнитным звездам. Более быстрые облака, из которых сформировались магнитные звезды с $P=10$ дней, оказались наиболее намагниченными. Максимум зависимости показывает, что динамо механизм намагничивает протозвездные облака при таких условиях наиболее эффективно. Более быстрые движения либо менее эффективны, либо более быстрых облаков не существует. Возможно, правая часть зависимости "обрезается" также эффектом дифференциального вращения. Очевидно также, что эта зависимость как-то искажена действием магнитного торможения протозвездных облаков, оно сдвигает максимум влево. Таким образом, рассматриваемое распределение звезд подвержено влиянию двух факторов, а распределение звезд на рис.4 отражает распределение магнитных полей протозвездных облаков по их скоростям. В работах Абта [52] тоже приводится зависимость относительного числа магнитных звезд от $v \sin i$, которая тоже имеет колоколообразную форму с максимумом на $v \sin i = 40-50$ км/с и границей на $v \sin i = 150$ км/с. Это свойство магнитных звезд требует специального исследования.

9. *Заключение.* В результате рассмотрения приведенных выше данных можно сделать следующие основные выводы:

1) Есть все основания предполагать, что среднее поверхностное магнитное поле B_s магнитных химически пекулярных звезд претерпевает на Главной последовательности вековые изменения под действием двух основных факторов - постепенного уменьшения поля на поверхности вследствие эволюционного увеличения радиуса и одновременного увеличения поля, вследствие разрушения его мелких структур, возникших в период нестационарной фазы. Накладываясь друг на друга обе зависимости обеспечивают рост поля фактически от нуля на ZAMS до максимума на $R/R_z = 1.2 - 1.4$ ($\log g = 4.1 - 4.0$) и, затем, его падение до $R/R_z \approx 2.4$ ($\log g = 3.3$). В начальный период эволюции после ZAMS, вследствие более быстрой релаксации мелких структур, рост магнитного поля преобладает над его падением вследствие увеличения радиуса. При этом растет степень химических аномалий и, соответственно, вероятность отнести звезду к СР-звездам. Так возникает максимум распределения. После максимума преобладает эффект ускорения движения звезд поперек полосы Главной последовательности и, частично, уменьшение поля. Таков предполагаемый механизм, приводящий к наблюдаемому распределению числа звезд поперек полосы Главной последовательности.

2) При достижении звездой полосы на $R/R_z = 1.9 - 2.0$ наблюдается скачок увеличения магнитного поля и числа звезд, которые возникают вследствие характерного зигзага на эволюционном треке, где звезда практически останавливается. В этот момент число звезд и магнитное поле продолжают увеличиваться за счет продолжающейся релаксации мелких структур.

3) Магнитное поле в конце жизни магнитной звезды разрушается скорее всего вследствие возникновения конвекции у звезд с максимальным возрастом $\log t = 9.1$ лет, имеющим температуру порядка 6500 - 7500 К, т.е. находящихся в переходной зоне: звезды с "лучистым переносом" - звезды с "конвективным переносом". Звезды с более высокими температурами теряют магнитное поле в верхней части полосы Главной последовательности, в которой тоже возникает конвекция.

4) Исследование зависимости $B_s - \log P$ показывает, что, вероятно, намагничение протозвездных облаков происходит вследствие действия динамо, зависящего от скорости движения облаков. Наиболее эффективно этот механизм работает в тех облаках, из которых впоследствии формируются магнитные звезды с периодом вращения $P \sim 10$ дней.

5) Этой работой мы пытаемся подтвердить часть эволюционного сценария магнитных звезд, предполагаемого в работе [5].

EVOLUTION OF THE MAGNETIC FIELDS OF MAIN SEQUENCE CP STARS. V

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

The relaxation rate of the magnetic field of the magnetic CP stars after their entry into the line of zero-age Main sequence is discussed. The data of the slow growth of the large-scale dipole component and, at the same time, the slow disappearance of the small-scale component of the magnetic field are brought. The magnetic field of CP stars reaches its maximum after the period equal 0.2-0.5 of their life. There are facts in favour of the assumption that the large-scale magnetic field of CP stars at the end of their life on the Main sequence disappears due to the rise of convection in the respective phases of evolution. There are indications that the observed dependence of the value of the field upon the period of rotation in CP stars largely reflects the same dependence in the protostellar clouds.

Key words: *CP-stars: magnetic field*

ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 173, 2013.
2. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **56**, 407, 2013.
3. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **57**, 204, 2014.
4. Yu.V.Glagolevskij, *A.F.Nazarenko*, *Astrophys. Bull.*, 2015 (in press).
5. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophysics*, **57**, 315, 2014.
6. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **66**, 144, 2011.
7. *E.Flowers, M.A.Ruderman*, *Astrophys. J.*, **215**, 302, 1977.
8. Yu.V.Glagolevskij, *G.A.Chountonov*, *Bull. SAO*, **51**, 88, 2001.
9. Yu.V.Glagolevskij, *G.A.Chountonov*, *Stellar magnetic fields*, Moscow, 1997, p.116.
10. Yu.V.Glagolevskij, *G.A.Chountonov*, *Bull. SAO*, **45**, 105, 1998.
11. *D.Moss*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **236**, 629, 1989.
12. *F.Palla, S.W.Stahler*, *Astrophys. J.*, **418**, 414, 1993.
13. *V.S.Shevchenko*, *The flash and related stars*, Erevan, 1986, p.152.
14. Yu.V.Glagolevskij, *G.A.Chountonov*, *Magnetic fields of chemically peculiar and related stars*, Moscow, 2000, p.149.
15. *Donati et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **291**, 658, 1997.
16. *S.Hubrig et al.*, *Astron. Astrophys.*, **428**, L1, 2004.
17. *E.Alecian et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 1001, 2012.
18. *S.Hubrig et al.*, *Astron. Astrophys.*, **446**, 1089, 2006.

19. *C.Catala et al.*, *Astron. Astrophys.*, **462**, 293, 2007.
20. *G.Wade et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **376**, 1145, 2007.
21. *S.Hubrig et al.*, *Astron. Astrophys.*, **463**, 1039, 2007.
22. *G.A.Wade*, *Astron. Astrophys.*, **442**, L31, 2005.
23. *S.Hubrig et al.*, *Astron. Nachr.*, **331**, 361, 2010.
24. *S.Hubrig et al.*, *Astron. Astrophys.*, **525**, L4, 2011.
25. *E.Alecian et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **385**, 391, 2008.
26. *E.Alecian et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **400**, 354, 2009.
27. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **55**, 369, 2012.
28. *G.A.Wade et al.*, *Astron. Astrophys.*, **451**, 195, 2006.
29. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, 2015 (in press).
30. *F.Leone, G.Catanzaro*, *Astron. Astrophys.*, **365**, 118, 2001.
31. *Yu.V.Glagolevskij*, *Magnetic stars*, Leningrad, Nauka, 1988, p.206.
32. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, *Bull. SAO*, **58**, 17, 2005.
33. *S.Hubrig et al.*, *Astrophys. J.*, **539**, 352, 2000.
34. *S.Hubrig et al.*, *ASP Conf. Ser.*, **784**, 145, 2005.
35. *J.-F.Donati*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **333**, 55, 2002.
36. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.* (готовится к печати).
37. *G.A.Wade et al.*, *Astron. Astrophys.*, **347**, 164, 1999.
38. *Yu.V.Glagolevskij et al.*, *Bull. SAO*, **23**, 37, 1986.
39. *A.E.Gomez et al.*, *Astron. Astrophys.*, **336**, 953, 1998.
40. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. SAO*, **53**, 33, 2002.
41. *L.M.Freyhammer et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **389**, 441, 2008.
42. *Т.А.Рябчикова*, *Письма в Астрон. ж.*, **31**, 437, 2005.
43. *S.Hubrig et al.*, *Astron. Nachr.*, **328**, 475, 2007.
44. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophys. Bull.*, **62**, 1, 2007.
45. *S.Ekstrem et al.*, *Astron. Astrophys.*, **537**, A146, 2012.
46. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрон. ж.*, (в печати).
47. *J.D.Landstreet et al.*, *Astrophys. J.*, **201**, 624, 1975.
48. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, **22**, 545, 1985.
49. *Yu.V.Glagolevskij et al.*, *Upper Main Seq. Stars with anomalous spectra*, Reidel Comp., 1986, p.33.
50. *G.Mathys et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **123**, 353, 1997.
51. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, **54**, 231, 2011.
52. *H.A.Abr, N.I.Morrell*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 135, 1995.

ФОТОМЕТРИЯ, СПЕКТРОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ FG Sge В АКТИВНОМ СОСТОЯНИИ

А.Э.РОЗЕНБУШ¹, Ю.С.ЕФИМОВ²

Поступила 9 июня 2014

Принята к печати 5 декабря 2014

Приводятся и анализируются фотометрические, спектральные и поляриметрические наблюдения FG Sge в стадии увеличивающейся активности переменности типа R Северной Короны. Ослабление уровня текущих редких кратковременных состояний максимального блеска предлагается интерпретировать как следствие увеличивающейся оптической толщины постоянной околозвездной оболочки. Блеск туманности HeI-5 в инструментальной системе в полосах R_c и V соответственно равен $20^m.69 \pm 0^m.13$ и $23^m.01 \pm 0^m.58$ с квадратной угловой секунды. Свечения в U , B и I_c фильтрах не обнаружено.

Ключевые слова: *звезды: типа R CrB: фотометрия: спектрометрия: поляриметрия - объект: FG Sge*

1. *Введение.* FG Sge - новый (с 1992г.) и неожиданный член небольшой группы звезд с уникальной переменностью типа R Северной Короны (RCB). Эту группу выделяют два отличительных признака: (1) временные падения визуального блеска с амплитудой до 8^m и (2) дефицит водорода (за некоторыми исключениями) [1]. Ни одного из этих признаков у FG Sge не было до 1992г., когда стала ослабевать и продемонстрировала RCB-типичную кривую блеска с быстрым падением блеска на 5^m и более медленным возвращением в нормальное состояние, что соответствует первому признаку. По состоянию на 1997г. содержание водорода, согласно [2], нормальное.

FG Sge - быстро эволюционирующая звезда. К 1967г. ее блеск постепенно увеличился до $9^m.5$ от $13^m.5$ в начале XXв. Спектр изменился от B4 I в 1955г. на A5 I к 1967г. [3]. Блеск $9^m.5$ сохранялся до начала RCB-активности в 1992г. при дальнейшем охлаждении звезды до K0-K2I в 1986г. [4]. Основные детали фотометрического и спектрального поведения FG Sge приведены в серии работ [5,6], Архиповой и др. [7]. Звезда очень активна: редко и только на непродолжительное время восстанавливает свой блеск до почти нормального, или текущего максимального уровня и находится главным образом в ослабленном состоянии, $V > 18^m$. Это затрудняет проведение новых систематических наблюдений, чтобы заполнить имеющиеся пробелы в знании некоторых характеристик. В частности,

последняя публикация по поляриметрии FG Sge относится к 1982г. [8].

Уникальность ситуации с изучением FG Sge заключается в неплохой теоретической и наблюдательной изученности ее характеристик до 1992г. Это позволяет сравнить характеристики до и после 1992г. и лучше понять природу современного состояния звезды. Теоретические исследования пульсаций FG Sge [9] приобрели большую актуальность после развития феномена RCB в 1992г. У звезд с феноменом RCB было установлено важное фундаментальное свойство: начало падения блеска во время минимума визуального блеска и начало восстановления нормального блеска контролируется пульсациями звезды [10-12]. Feast [13] даже ввел термин "гигантская пульсация", когда минимум блеска или основная его часть (падение блеска и почти полное восстановление нормального блеска) занимают по продолжительности один период пульсации и таким образом выглядит как пульсация блеска с амплитудой до 5^m и более. В идеале же кривая блеска во время минимума визуального блеска имеет характерный вид (восстановление блеска происходит медленнее его падения) и удачно представляется простой аналитической формулой [14]. Суперпозиция нескольких идеальных минимумов приводит к наблюдаемой неповторяющейся сложной форме кривой блеска [15,16].

Спектр типичной RCB-звезды в спокойном состоянии является абсорбционным и уникален из-за отсутствия или слабости линий водорода H и усиления линий углерода C и полос его молекулы C_2 в сравнении с нормальными звездами соответствующего спектрального класса [1]. В минимуме блеска, начиная с ослабления блеска на 3^m и более, спектр радикально меняется из абсорбционного на эмиссионный, с многочисленными эмиссиями нейтральных и ионизованных атомов металлов и эмиссий молекул CN и C_2 . Практически все изменения показателей цвета звезды связаны с изменениями спектра звезды с абсорбционного на эмиссионный (линейчатый и молекулярный) [17].

Поляриметрия проводилась, в основном, для R CrB и эпизодически для других звезд. Было установлено отсутствие собственной поляризации в максимуме блеска и появление и рост собственной поляризации, до 13% и более, при наибольшем ослаблении блеска звезды [18]. В минимумах несложной формы, которые можно представить образованием одного пылевого слоя на луче зрения, зависимость степени поляризации от блеска образует петлю с обходом по часовой стрелке [19]. Первые поляриметрические наблюдения FG Sge были выполнены Bastein [8] в 1977-1978гг., т.е. задолго до появления переменности типа RCB.

Причиной минимумов визуального блеска является образование плотного слоя пыли в потоке постоянно теряемого вещества плотного слоя пыли на луче зрения и последующее рассеяние этого вещества в околозвездное

пространство [20]. При интерпретации феномена RCB необходимо ясно представлять очередность событий: что является первичным, а что - вторичным, а также, геометрию явления: связана ли та или иная деталь феномена с собственно звездой или с околозвездной средой. Пыль, образующаяся вне минимумов блеска, формирует более удаленную, перманентную, околозвездную оболочку с незначительной оптической толщиной (≤ 0.1) [21], которая, однако, переизлучает в инфракрасном (ИК) диапазоне до 50% светимости звезды. Для понимания процесса образования этой оболочки можно обратиться к серии работ Фадеева [22]. Пульсации звезды иногда создают условия для конденсации пыли на луче зрения на небольшом удалении от поверхности звезды, что и наблюдается как минимум визуального блеска [23,24]. Эта пылевая среда составляет десятые доли по массе от перманентной оболочки [20]. Из результатов многолетней ИК-фотометрии Шенаврин с коллегами [5,25] сделали вывод об увеличении средней оптической толщины околозвездной пылевой оболочки FG Sge почти в 4 раза в сравнении с первыми годами ее образования. При этом имело место увеличение в 3 раза ее радиуса и в 40 раз увеличение массы. Потеря массы является характерной чертой звезд с переменностью типа RCB. В работах [22,5] авторы дают для FG Sge скорость поступления пыли около $10^{-6} M_{\odot}$ в год. Если соотношение газ/пыль как в межзвездной среде, то темп потери массы достигает $10^{-4} M_{\odot}$ в год, что, по-видимому, относится, скорее всего, к скорости поступления вещества. Звездный ветер в окрестностях звезд с переменностью типа RCB является распространенным явлением; скорость ветра достигает 400 км/с [26].

Примечательная особенность FG Sge - кольцевая туманность Hel-5 с однородным распределением яркости, для которой Архипова и др. [27] приводят UBV величины для диафрагмы 27": 14^m.25, 15^m.70, 15^m.20, а для диафрагмы 13", соответственно 15^m.40, 16^m.60 и 16^m.10.

Высокая активность FG Sge в последнее десятилетие сказывается на трудностях выполнения ее наблюдений. Из-за этого плотные ряды наблюдений отсутствуют, и информация носит отрывочный, разрозненный характер. В данной работе мы анализируем новые фотометрические и поляриметрические наблюдения уникальной переменной FG Sge, последние перед ее "исчезновением" для возможностей малых и средних телескопов.

2. *Наблюдения.* Фотометрия была выполнена в 2006-2009гг. на 1-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории (КрАО), установленном на южном склоне Крымских гор вблизи г.Симеиз, Крым, и оснащенный ПЗС камерой Aropgee Alta U42 (2k×2k, размер пикселя 13.5×13.5 мкм²) с набором стандартных $UBVR_C I_C$ фильтров [28]. Для получения качественных данных фотометрические условия в месте наблюдений не являются удачными и стабильными [29]. Это обстоятельство определило необходимость получения

нескольких кадров в каждом фильтре и выбора соответствующего режима камеры: ячейки матрицы объединялись (binning) в режимах 2×2 пикселя или 3×3 пикселя. Последняя операция одновременно увеличивала чувствительность аппаратуры. Длительность экспозиции варьировалась от 5 до 120-240 с. Применение стандартной процедуры редукции изображений позволило достичь предельных звездных величин на уровне отношения сигнал/шум $S/N \sim 1$ в полосе $U \sim 16^m.5$ для экспозиций 240 с, $B \sim 18^m.5$ для экспозиций 120 с и $V \sim 20-21^m$ для экспозиций 120 с при размере изображений около $1.5-2''$. Масштаб изображений был $15.5''/\text{мм}$ или $0.21''/\text{пиксель}$. Внутренняя точность фотометрии была на уровне $0^m.005$. Другие детали методики, в общем-то, стандартные, можно найти в работе по исследованию астроклимата для 1-м телескопа [29]. Для звезд окрестностей (рис.1, табл.1), ориентируясь на данные AAVSO, была проведена привязка к стандартам в экваториальных площадках SA [30]. Результирующая внешняя точность была не хуже $0^m.02$, что обусловлено ошибками учета атмосферной экстинкции и трансформацией инструментальной системы фотометра в стандартную. Точность фотометрии звезд сравнения (табл.1) также характеризует точность фотометрии переменной. Сравнение с данными [27] показывает удовлетворительное согласие: для ярких звезд они практически совпадают и разница увеличивается для более слабых звезд. Фотометрию переменной (табл.2) мы не приводили к стандартной системе, так как ввиду трансформации спектра звезды из абсорбционного во время максимума блеска в эмиссионный в минимуме блеска эта процедура является не вполне корректной. Невысокий блеск звезды в полосе U не позволил выполнить качественную фотометрию, поэтому мы сложили все имеющиеся изображения (около 20) в период JD 2454208-...216 и вывели оценку блеска U около $16^m.8$. В данных табл.2

Таблица 1

UBVR_cI_c ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД ОКРЕСТНОСТЕЙ FG Sge

Звезда	$U(\pm\sigma)$	$B(\pm\sigma)$	$V(\pm\sigma)$	$R_c(\pm\sigma)$	$I_c(\pm\sigma)$
1	15.10 (.34)	13.971 (.129)	12.344 (.040)	11.506 (.036)	10.745 (.037)
2	15.71 (.64)	14.157 (.179)	12.535 (.047)	11.671 (.034)	10.887 (.089)
3	15.75 (.35)	14.359 (.103)	12.787 (.045)	11.915 (.031)	11.059 (.084)
7	16.4 (.5)	15.738 (.119)	13.880 (.050)	12.826 (.036)	11.732 (.037)
8	-	15.828 (.081)	14.335 (.061)	13.521 (.039)	12.759 (.031)
9	18.0	16.304 (.113)	14.681 (.043)	13.797 (.052)	12.973 (.032)
10	17.3	16.326 (.088)	14.926 (.058)	14.213 (.055)	13.510 (.068)
11	16.7	15.970 (.098)	15.120 (.051)	14.632 (.057)	14.151 (.086)
12	16.5	16.269 (.082)	15.501 (.046)	15.056 (.030)	14.590 (.061)
13	-	16.758 (.082)	15.948 (.117)	15.439 (.272)	14.780
14	18.7	17.096 (.149)	16.151 (.096)	15.664 (.094)	15.118 (.084)
16	-	17.918 (.239)	16.840 (.132)	16.412 (.141)	15.744 (.095)
17	-	18.195 (.281)	17.202 (.150)	16.702 (.136)	16.163 (.065)
18	-	18.241 (.455)	17.651 (.147)	16.806 (.091)	16.633 (.139)

учтен вклад туманности.

Фотометрию туманности He1-5 выполнили по имеющемуся материалу, целенаправленных наблюдений не проводили. Единичные кадры, а также сложение десятка кадров, в фильтрах U , B и I_c не показали наличия свечения туманности. Туманность отчетливо заметна лишь в фильтре R_c . В фильтре V она заметна в некоторые даты в режиме 3×3 пикселя (повидимому, яркость неба в эти даты была низкой), но в режиме 2×2 пикселя туманность ни разу зафиксирована не была. Из-за особенностей обработки изображений программой MaxIm DL4 (фон изображения измеряется во внешнем кольце системы из трех концентрических окружностей) применялось дополнительное объединение пикселей изображения для режима 2×2 пикселя, в итоге получали режим 4×4 пикселя. В результате получили следующие оценки блеска туманности в области, отмеченной на рис.1: инструментальный блеск $r_c = 20.693 \pm 0^m.127$ (24 измерения) для варианта " 3×3 " и $20.550 \pm 0^m.131$ (19 измерений) для

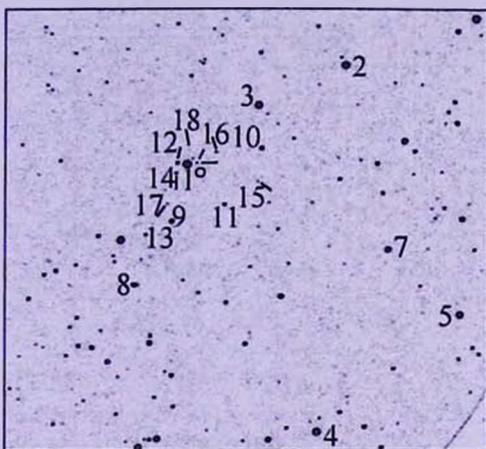


Рис.1. Карта окрестностей FG Sge (слабый объект, отмечен точкой и двумя линиями под углом). Север - вверху, восток - слева. Сторона карты $8'$. Звезда 18 находится на краю туманности, связанной с переменной; звезда 16 - за пределами туманности. Кружок под переменной указывает область туманности, где выполнена ее фотометрия. Карта соответствует изображению в фильтре R_c .

" 4×4 " и $V = 23.007 \pm 0^m.580$ (9) с квадратной угловой секунды. При дальнейшей фотометрии переменной и ее окрестностей надо иметь в виду, что западнее и южнее переменной на расстоянии около $5''$ присутствуют две звезды с блеском $V \sim 20^m$.

Спектральные наблюдения FG Sge и звезды для абсолютной калибровки BS 7688 (в первую дату) были выполнены на спектрометре СПЭМ (Спектрограф Эолный Моница), установленном в фокусе Нэсмита 2.6-м телескопа ЗТШ КраО и оснащенный ПЗС камерой Princeton Instruments

ФОТОМЕТРИЯ FG Sge В ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

Юлианская дата 2450000 +	<i>b</i>	<i>v</i>	<i>r_c</i>	<i>i_c</i>	Юлианская дата 2450000 +	<i>b</i>	<i>v</i>	<i>r_c</i>	<i>i_c</i>
3996.30	>18.5	17.77	14.86	13.62	4535.58	-	15.87	16.12	13.65
4021.22	17.16	14.67	13.21	11.60	4536.62	-	17.20	16.78	15.11
4041.34	16.35	13.66	12.16	10.71	4574.55	-	18.16	16.85	15.82
4042.18	16.38	13.66	12.22	10.75	4576.58	-	-	17.11	-
4157.64	17.34	14.63	13.10	11.49	4577.58	-	18.46	17.22	15.95
4158.62	-	14.62	12.98	11.37	4578.56	>19	18.48	17.26	16.21
4167.62	16.09	13.42	11.81	10.44	4582.54	-	-	16.59	15.44
4168.59	16.24	13.30	11.69	10.35	4600.41	-	18.38	17.44	16.02
4170.60	15.66	12.99	11.44	10.15	4602.52	-	18.64	17.76	16.41
4171.60	15.12	12.81	11.32	10.08	4603.52	-	18.85	17.61	16.48
4174.61	15.84	12.73	11.21	9.90	4604.52	-	18.76	17.38	16.42
4178.60	15.23	12.44	10.94	9.60	4629.50	18.96	18.45	16.94	14.84
4180.60	15.31	12.32	10.84	9.59	4773.24	-	18.56	18.70	15.73
4181.58	15.12	12.27	10.77	9.56	4774.24	-	18.63	17.36	15.65
4208.50	14.38	11.64	-	-	4814.10	-	-	>17	15.8:
4211.48	14.47	11.56	10.16	9.02	4925.56	-	19.19	18.03	15.96
4213.52	14.35	11.58	10.17	9.03	4926.52	-	-	17.31	15.50
4214.54	14.44	11.58	10.17	9.01	4927.58	-	18.18	17.44	16.09
4215.54	14.45	11.57	10.19	8.99	4929.53	-	-	-	15.39
4216.54	14.32	11.53	10.13	-	4956.51	-	19.52	-	-
4243.44	14.50	12.10	10.63	9.44	4957.53	-	-	16.08	-
4245.42	14.99	12.27	10.80	9.55	4958.47	-	19.70	18.06	16.59
4249.42	15.53	12.52	11.01	9.75	4967.54	-	-	-	16.12
4251.46	15.53	12.65	11.15	9.85	4968.49	-	-	17.63	15.86
4252.52	15.79	12.74	11.24	9.92	4969.41	-	-	17.81	15.63
4266.42	16.61	13.85	12.31	10.81	4970.40	>18.3	18.37	17.43	15.59
4267.45	16.84	13.95	12.40	10.95	4971.42	-	-	-	15.71
4268.41	-	14.04	12.44	11.01	4972.53	-	-	17.65	15.80
4269.49	16.44	13.85	12.56	11.05	4974.51	>18.3	19.35	18.04	15.99
4404.30	17.89	15.93	14.90	13.23	4977.52	-	-	16.94	15.51
4408.21	18.45	15.31	14.92	13.26	4989.46	>18.3	19.49	18.29	15.95
4418.21	17.96	15.19	14.98	13.01	4990.49	-	19.49	17.72	15.84
4419.27	18.13	16.08	14.93	13.11	4991.53	19:	19.63	18.02	15.88
4426.18	17.92	-	14.64	13.87	4992.51	-	19.65	18.83	16.08
4428.18	18.22	16.02	-	13.12	4993.50	-	18.32	17.09	15.86
4429.21	18.20	16.35	14.92	13.14	4994.52	-	19.31	16.56	15.91
4434.17	18.04	15.84	14.87	13.10	4995.50	-	-	17.76	16.05
4437.16	18.14	15.72	14.76	13.02	4997.44	-	-	-	15.64
4438.17	18.03	16.25	14.72	12.99	4998.51	-	-	-	15.84
4439.15	-	15.76	14.70	12.95	4999.48	-	18.58	17.59	15.68
4447.15	17.42	-	14.40	12.76	5001.46	-	19.06	17.82	15.91
4450.17	18.40	15.88	14.50	12.73	5002.48	-	-	-	16.08
4453.17	-	-	13.86	12.33	5003.50	-	19.50	18.22	16.31
4503.64	-	15.85	14.78	13.18	5004.46	>19.5	19.45	18.23	16.25
4511.63	-	15.28	-	13.00	5005.51	-	-	17.03	15.84
4524.62	-	16.16	15.63	13.81	5006.48	-	19.19	17.99	16.04
4525.62	-	-	15.66	13.38	5180.22	-	-	-	17.04
4534.59	-	16.48	15.31	12.98					

СПЕС:100В (ХТЕ). Спектральное разрешение составляло около 8\AA , отношение сигнал/шум $S/N \sim 100$ и спадало к краям регистрируемых спектральных участков. Редукция результатов наблюдений проводилась по стандартной методике (коррекция за шумы считывания, плоское поле, темновой шум, свечение ночного неба) с помощью пакета программ и параметров атмосферной экстинкции, используемых в КрАО и предоставленных в наше распоряжение С.Сергеевым. Результирующие спектры звезды были скомпонованы из 2 перекрывающихся участков. Условия наблюдений представлены в табл.3. Благодаря удачному расположению, в щель спектрографа (ширина 3 угл.секунды) попадала звезда сравнения №1, что позволило во вторую дату, когда визуальный блеск переменной был около 19^m , использовать ее как гидировочную и попытаться получить спектр переменной, по крайней мере, хотя бы яркие эмиссии, но безрезультатно.

Таблица 3

ВЫПИСКА ИЗ ЖУРНАЛА СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Дата наблюдений, Юлианская дата 2450000+	Визуальный блеск звезды в момент наблюдений	Длительность экспозиции, с	Спектральный диапазон регистрируемых участков, \AA
09.11.2006 4049	$14^m.3$	1200	4550-6900 7300-9400
27.05.2009 4979	$18^m.8$	1200	5650-7850

Поляриметрические *UBVRI*-наблюдения FG Sge и звезды сравнения №1 (табл.4) проводились в 1992-1994гг. на 1.25-м телескопе АЗТ-11 КрАО с помощью двухлучевого модулирующего фотометра-поляриметра конструкции Пииролы [31] с фотометрической системой поляриметра близкой к системе Джонсона. Данные для звезды №1 усреднены по 8 ночам.

Таблица 4

UBVRI ПОЛЯРИЗАЦИЯ FG Sge И ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ №1

Звезда	Дата JD-2440000	Фильтр	Степень поляризации P (%), σ	Угол плоскости поляризации θ (град), σ	Блеск
1	2	3	4	5	6
1		<i>U</i>	-	-	$15^m.21$
		<i>B</i>	1.01 ± 0.65	14.0 ± 16.4	13.95
		<i>V</i>	1.04 ± 0.32	35.5 ± 8.6	12.39
		<i>R</i>	1.32 ± 0.10	16.4 ± 2.0	11.45
		<i>I</i>	0.88 ± 0.13	18.0 ± 4.2	10.68

Таблица 4 (Окончание)

1	2	3	4	5	6
FG Sgc	9282.163	<i>U</i>	1.30 ± 0.77	138.5 ± 15.4	11.2
		<i>B</i>	1.57 ± 0.17	16.3 ± 3.1	
		<i>V</i>	1.13 ± 0.11	19.4 ± 2.7	
		<i>R</i>	1.17 ± 0.03	13.9 ± 0.8	
		<i>I</i>	1.03 ± 0.05	16.8 ± 1.3	
	9282.163	<i>U</i>	1.76 ± 1.14	173.7 ± 16.5	11.2
		<i>B</i>	1.57 ± 0.18	19.2 ± 3.4	
		<i>V</i>	1.22 ± 0.08	19.1 ± 1.8	
		<i>R</i>	1.03 ± 0.07	12.7 ± 1.9	
		<i>I</i>	0.96 ± 0.08	15.2 ± 2.5	
	9285.137:	<i>U</i>	1.94 ± 0.60	94.4 ± 8.6	11.1
		<i>B</i>	1.47 ± 0.15	12.0 ± 2.9	
		<i>V</i>	1.23 ± 0.07	12.8 ± 1.7	
		<i>R</i>	1.22 ± 0.04	13.3 ± 1.0	
		<i>I</i>	0.96 ± 0.04	15.9 ± 1.1	
	9470.512:	<i>U</i>	-	-	12.4
		<i>B</i>	3.19 ± 1.84	3.0 ± 15.0	
		<i>V</i>	2.60 ± 0.94	29.4 ± 10.0	
		<i>R</i>	1.40 ± 0.28	16.9 ± 5.7	
		<i>I</i>	1.72 ± 0.19	15.0 ± 3.1	
	9483.519	<i>U</i>	7.90 ± 3.53	124.6 ± 12.0	13.0
		<i>B</i>	0.22 ± 0.64	9.6 ± 35.4	
		<i>V</i>	1.18 ± 0.58	31.3 ± 13.0	
		<i>R</i>	1.73 ± 0.15	14.8 ± 2.5	
<i>I</i>		1.76 ± 0.10	15.8 ± 1.6		
9484.483	<i>U</i>	6.25 ± 4.52	124.1 ± 17.9	13.0	
	<i>B</i>	0.86 ± 0.75	41.2 ± 20.6		
	<i>V</i>	2.90 ± 0.58	30.3 ± 5.6		
	<i>R</i>	1.75 ± 0.15	11.3 ± 2.5		
	<i>I</i>	1.60 ± 0.20	17.7 ± 3.5		
9493.505	<i>U</i>	2.42 ± 1.15	163.0 ± 12.7	13.3	
	<i>B</i>	0.96 ± 0.87	6.1 ± 21.0		
	<i>V</i>	1.89 ± 0.44	15.2 ± 6.6		
	<i>R</i>	1.87 ± 0.15	11.5 ± 2.3		
	<i>I</i>	1.42 ± 0.14	12.2 ± 2.7		
9561.532	<i>U</i>	-	-	13.3	
	<i>B</i>	1.48 ± 0.17	22.0 ± 3.3		
	<i>V</i>	1.31 ± 0.13	17.3 ± 2.8		
	<i>R</i>	1.22 ± 0.07	14.2 ± 1.7		
	<i>I</i>	0.98 ± 0.08	14.0 ± 2.4		

3. Дискуссия.

3.1. *Фотометрия.* Кривая блеска FG Sgc (рис.2) за 21 год, с 1992г., свидетельствует о высокой и увеличивающейся активности переменной как звезды с феноменом RCV: периоды максимального или нормального блеска наступают реже, увеличивается глубина минимумов блеска.

Наши наблюдения захватили кратковременный, последний по состоянию на 2014г., максимум блеска. Представляется возможным считать этот уровень блеска около JD 2454200 текущим уровнем "спокойного" блеска. Локальная кривая блеска в это время не показала тренда характерного для выхода из

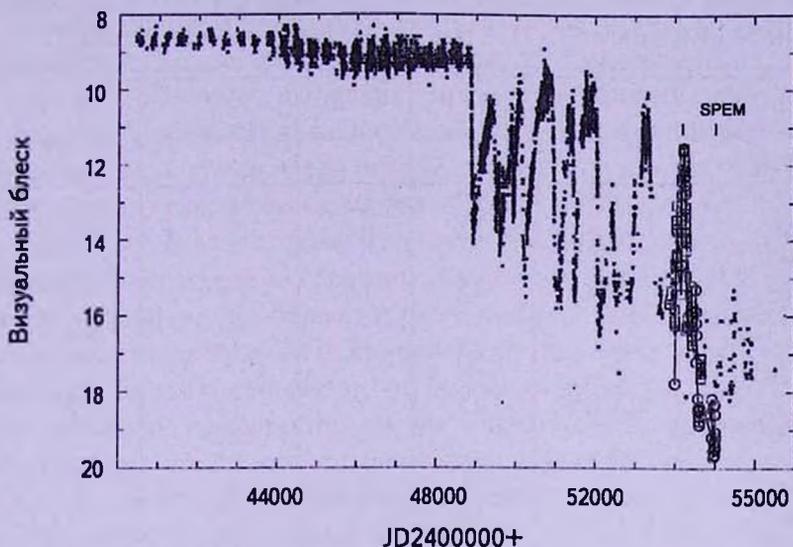


Рис.2. Кривая блеска FG Sge до и после первого RCB-минимума в 1992г. Точки - данные AAVSO, AFOEV; кружки - v -блеск из табл.2; квадраты - данные Архиповой и др. [7]. После JD 2455000 точки указывают, что визуальный блеск звезды слабее данного значения. Вертикальными линиями показаны моменты наших спектральных наблюдений.

минимума; длительность этого состояния сопоставима с периодом пульсаций и достаточна для уверенной идентификации типа вариации блеска, не характерной для феномена RCB на заключительной фазе восстановления нормального блеска. (Напомним, что кривая блеска звезды с феноменом типа RCB во время минимума визуального блеска, и особенно на заключительной его фазе, хорошо представляется уравнениями [1,27].) Для блеска и показателей цвета звезды в последнем "спокойном" состоянии в 2007г. можно принять следующие значения: $V = 11^m.64$, $B - V = 2^m.79$, $U - B \geq 3^m.0$, $V - R_c = 1^m.42$, $V - I_c = 2^m.55$. Эти значения значительно отличаются от таковых до 1992г. Из приведенных в табл.5 оценок среднего блеска и показателей цвета в нескольких состояниях максимального блеска после 1992г. можно заметить тенденцию к уменьшению блеска и увеличению показателей цвета. Отличие 2007г. от 1991г.: $\Delta V \approx 2^m.4$, $\Delta(B - V) \approx 1^m.1$, $\Delta(U - B) \geq 1^m.8$, может быть как следствием продолжающейся эволюции звезды, некоторые детали которой отслежены в [32], так и уплотнением перманентной газопылевой околозвездной оболочки, которая имеет обычно небольшую плотность (менее 0.1 [21], или возможно даже 0.7 [20]).

Таблица 5

БЛЕСК V И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА $B-V$, $U-B$, $V-R$ ($V-R_c$), $V-I$ ($V-I_c$) FG Sge В ЛОКАЛЬНЫХ МАКСИМУМАХ ПОСЛЕ 1992г. В СРАВНЕНИИ С 1991г. Данные настоящей работы и из серии работ Архиповой и коллег [7,32] (там же все необходимые ссылки)

Год, Юлианская дата JD 2400000+	V	$B-V$	$U-B$	$V-R$ ($V-R_c$)	$V-I$ ($V-I_c$)
1991	9.2	1.7	1.2	-	-
1994	11.8	1.6	0.4		
49608					
1999	10.2	2.2	1.8	-	-
51410					
2000	9.7	2.1	1.7	1.4	2.3
51752					
2004	10.2-10.8	2.5	-	1.7	2.7
53193				(2.2)	
2006	13.5			(1.5)	(2.8)
54036					
2007	11.6	2.6		1.29	2.5
54218				(1.2)	(2.4)

Эволюционное ослабление звезды как причина ослабления максимального блеска FG Sge должно было бы сказаться на изменении периода пульсаций звезды. Но Архипова и др. [7] склоняются к выводу о неизменности периода последние 25 лет. Согласно этому исследованию, средний период пульсаций в 1990-2007гг. около 115.8 суток.

Вывод о постоянстве периода пульсаций можно поддержать, привлекая дополнительный анализ наблюдений с учетом всего комплекса связей пульсаций звезды и процесса конденсации пыли. Мы сделали две выборки. Одну - из интервалов времени между последовательными состояниями минимального блеска Δt (8 значений, средний период около 103 суток без какого-либо тренда), другую - из оценок периода пульсаций по наблюдениям во время текущего состояния максимального блеска P_p (3 значения, 109 суток). Интервал времени между последовательными максимумами (или состояниями "спокойного") блеска 92 суток. К этим данным можно добавить значения периода из [33]: 109 суток с трендом на уменьшение периода, как и у Архиповой [11]. Новых значений нет, так как звезда большую часть времени проводит в крайне ослабленном состоянии, слабее $12-13^m$ и детали кривой блеска плохо прослеживаются наблюдениями. Все эти данные ложатся на тренд 1980-1990гг. медленного увеличения периода пульсаций [11] при современном значении не более 110 суток.

Таким образом, эволюция центральной звезды исключается из причин ослабления блеска переменной в спокойном состоянии, т.е. вне минимума. Это подтверждается наблюдениями всех остальных звезд с феноменом RCB: наблюдаемые параметры звезды (блеск, пульсации, спектр, поляризация) до и после минимума визуального блеска не отличаются [1]. В формировании кривой блеска звезды с феноменом RCB участвуют два источника: собственно звезда, как источник излучения, и околозвездное пылевое вещество переменной оптической толщины, возникающее на луче зрения вследствие высокого темпа потери массы центральной звездой (см. дискуссию в [34]). При анализе кривой блеска, визуальной или инфракрасной, необходимо исходить из свойств этих источников и их взаимосвязи: второй перерабатывает излучение первого, реагирует на изменения темпа потери массы звездой и характеристик околозвездной среды, в частности, на радиальное распределение плотности вещества. Одна из интерпретаций минимума блеска предполагает, что он вызван выбросом вещества, что, по нашему мнению не корректно, так как выброс вещества предполагается уже из фотосферы, что должно отразиться на ее параметрах, включая светимость звезды. Но каких-либо необычных изменений блеска звезды не наблюдается. То есть темп потери вещества в результате пульсаций не меняется, а на достаточном удалении от звезды в существующем потоке вещества опять-таки в результате пульсаций создаются условия для конденсации пыли с наблюдаемой оптической плотностью.

На второй вариант интерпретация ослабления блеска звезды вне минимумов блеска указывает вывод Тарановой и Шенаврина [5] об увеличении до 0.3 оптической толщины оболочки на луче зрения на длине волны 5 мкм. Это означает также увеличение оптической толщины оболочки в визуальной области спектра, но использование зависимостей из работы этих авторов ведет к нереально большим значениям оптической толщины в оптическом диапазоне.

Мы остановимся на прямой оценке величины соответствующей оптической толщины как разницы между блеском звезды до 1992г. и блеском в последнем спокойном состоянии. Известная максимальная глубина минимумов визуального блеска у звезд с переменностью типа RCB не превышает 8-9^m. У FG Sge зафиксирован минимальный блеск 19^m.5, поэтому максимальный уровень современного нормального блеска может быть не ярче 10^m.5. Наблюдения для последнего "нормального" состояния дают блеск 11^m.6. Следовательно, для 2007г. оценка оптической толщины околозвездной газопылевой оболочки может иметь значение около 2 единиц в полосе *V*. Этот параметр может быть переменным: в 2001г. он был оценен равным 0.7, согласно [20]. Покраснение показателя цвета *B - V* также можно рассматривать как свидетельство увеличения оптической толщины пылевого

слоя с волновой зависимостью экстинкции по межзвездному закону.

Возможность такой интерпретации тренда на ослабление блеска FG Sge в спокойном состоянии можно обосновать следующим образом. Имеют место два процесса пылеобразования. Пульсации звезды ведут к образованию и разрушению пылевой оболочки на близком расстоянии от звезды (несколько радиусов звезды). Длительность процесса равна периоду пульсаций. Основные физические детали этого процесса рассматривались в исследовании [24]. В этом же потоке вещества, но на большем удалении от звезды (например, более 10 радиусов звезды), может образоваться еще одна пылевая оболочка с оптической толщиной, выведенной выше. Длительность процесса может составлять несколько сотен-тысяч суток. Основные детали этого второго процесса могут соответствовать классической теории конденсации, рассмотренной в исследованиях [22,23]. Фотометрия [5] в полосе M (длина волны $\lambda = 5$ мкм) показала увеличение блеска при практически постоянном блеске в полосе L ($\lambda = 3.5$ мкм), что находится в согласии с предложенной интерпретацией. Такие изменения в распределении энергии в спектре ИК источника излучения означают охлаждение источника излучения и увеличение его массы. Таранова и Шенаврин [5] из своих наблюдений вывели увеличение радиуса околозвездной оболочки FG Sge в 3 раза и увеличение массы околозвездного вещества в 40 раз. Конечно, этот источник может состоять из нескольких слагаемых разной, но близкой, температуры и массы. Выделения компонент с температурами 500 К и 600 К по широкополосной фотометрии, ограниченной полосой 5 мкм, невозможно, поскольку максимум распределения энергии в спектре источника соответствующих температур смещается с 4.8 мкм на 5.8 мкм.

Показатели цвета при падении блеска звезды уменьшились, что типично для звезд с феноменом RCB.

3.2. Спектрометрия. Наш спектр FG Sge (рис.3) был получен вскоре после начала падения блеска из предпоследнего "нормального" состояния. На абсорбционный спектр звезды накладываются эмиссии туманности, например, H β , которые не удалось полностью исключить из спектра звезды при редуциях. Наш спектр 2006г. и спектр из работы [7], полученный на 20 суток ранее, не показывают заметных отличий ввиду небольшого изменения блеска звезды. Наиболее примечательные детали спектра связаны с полосами Свана молекулы C_2 $\lambda 4737 \text{ \AA}$ и $\lambda 5165 \text{ \AA}$.

На обеих наших спектрограммах переменной присутствуют спектр туманности, что позволило оценить интенсивности эмиссий (табл.6).

На спектре 2009г. присутствуют несколько линий из списка табл.6, для которых приведем отношение интенсивностей: $(6548 + 6584)/6563 = 1.43$ (Архилова и др. [35]) приводит оценку 1.52); $6717/6731 = 1.35$ ([35] - 1.20). Для сравнения, наш спектр за 2006г. дает следующие соответствующие

значения: 1.39, 1.41. Приведем еще одно отношение, которое упоминается в [35]: $(6548 + 6584)/(4959 + 5007) = 2.67$. Отметим присутствие в 2006г. слабой линии [NII] $\lambda 5755 \text{ \AA}$, зафиксированной в работах [36,37], но не упомянутой в исследовании [35]. Наша оценка интенсивности этой слабой

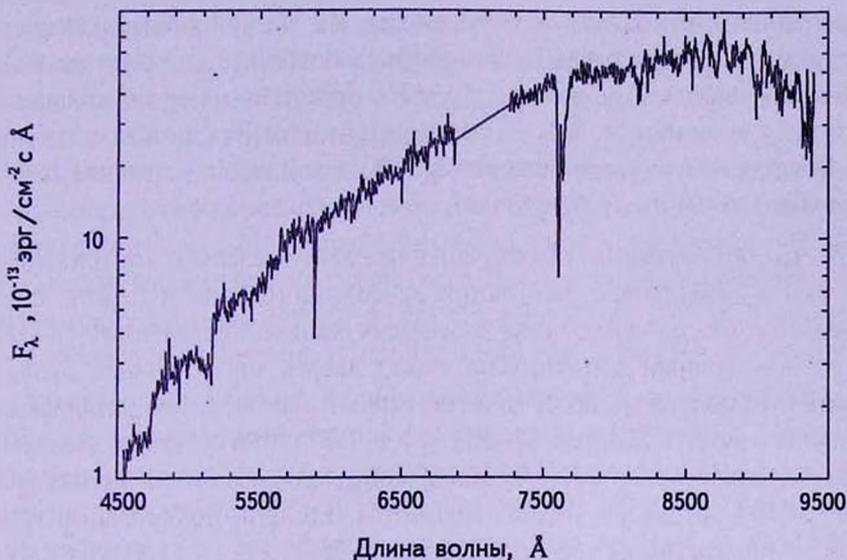


Рис.3. Спектр FG Sge за 09.11.2006.

линии более, чем в два раза, выше оценки верхнего предела в работе [37], относящейся к 1972-1976гг., но, учитывая слабость линии и соседство ярких эмиссий ночного неба, можно отнести это различие на счет ошибок измерений. Наши данные в табл.6 не показывают существенных различий с данными Архиповой и др. [35], полученными по спектрам 2008г., поэтому

Таблица 6

ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИЙ ТУМАННОСТИ He1-5
В ШКАЛЕ $n\beta = 1$

Длина волны, Å	Ион, атом	Архипова и др. [35]	Настоящая работа
4959	[O III]	0.43	0.30
5007	[O III]	0.89	0.92
5755	[N II]	-	0.07
5876	He I	0.22	0.30
6548	[N II]	-	0.87
6563	H I	-	2.35
6584	[N II]	2.98	2.40
6717	[S II]	0.69	0.32
6731	[S II]	-	0.22

нет оснований, чтобы делать какие-либо дополнительные новые выводы.

Наши измерения блеска туманности в инструментальной полосе $\nu = 23^m.01 \pm 0^m.58$ с квадратной угловой секунды несколько отличаются от данных [25]: $V = 22^m.1$ с квадратной угловой секунды. Но разница может быть связана с отличающимися методиками: в исследовании [27] круглая диафрагма центрировалась на переменную, а в данной работе измерялся блеск туманности в определенной области свободной от видимых фоновых источников (рис.1). Архипова и др. [27] отметили наличие кольцевой структуры у туманности. Мы не обнаружили неоднородности в распределении яркости по туманности более 20%. Свой вклад в отличие блеска вносит и различие инструментальных систем фотометров.

3.3. *Поляриметрия.* Звезда локализована недалеко от плоскости Галактики и на большом расстоянии от Солнца (0.3 кпк и 2.5 кпк, соответственно, согласно усреднению различных оценок, проведенному в [35]). Так что межзвездная поляризация может давать значительный вклад в наблюдаемую поляризацию. В качестве оценки межзвездной поляризации мы можем принять данные Bastein [8] в 1977-1978 гг., когда звезда не обладала пылевой околозвездной оболочкой. Поляризация на длинах волн 4385 Å, 5895 Å и 7543 Å имела параметры "степень поляризации, угол плоскости поляризации" соответственно (1.55%, 15°.3), (1.45%, 14°.4) и (1.28%, 13°.7). Действительно из стабильности параметров поляризации в эти годы и формы волновой зависимости можно заключить, что эта поляризация имеет в основном межзвездное происхождение. Из сравнения наблюдаемых параметров поляризации FG Sge с параметрами звезды сравнения №1 и звезд в зоне 5 градусов вокруг звезды видно, что позиционный угол FG Sge очень близок к таковому для звезд окрестностей, и что степень поляризации находится в пределах соответствующих оценке межзвездного поглощения FG Sge.

Наша поляриметрия FG Sge относится к первым годам развития переменности типа RCB, когда глубина минимумов была небольшой (3-4^m). У самой R CгB при таком ослаблении только начинает появляться собственная поляризация излучения, и при падении блеска на 8^m достигает десятка процентов. У FG Sge вариации положения позиционного угла лучше видны в *B* и *V* полосах, вариации степени поляризации не превышают 1-2%. Сравнимость величины этих вариаций с ошибками измерений не позволяет делать однозначных выводов.

4. *Заключение.* Уникальная переменная звезда FG Sge после появления у нее переменности типа RCB в 1992г. продолжает предлагать нам новые стороны своей переменности: уменьшается блеск звезды в кратковременных фазах нормального состояния, т.е. вне минимумов блеска; растет амплитуда

падений блеска в минимумах визуального блеска; увеличивается частота этих минимумов, что после 2008г. привело фактически к длительному минимуму с блеском звезды не ярче 18^m.

Уменьшение блеска FG Sge в нормальном состоянии предлагается связать с увеличением до 2 единиц оптической толщины околосредной пылевой оболочки. Такое значительное увеличение оптической толщины пыли на луче зрения вне минимумов визуального блеска фиксируется впервые, поэтому необходимо искать другие пути подтверждения такого вывода, в том числе поляриметрические.

Высокая активность звезды и слабость ее блеска позволили отметить, но не проследить, уменьшение показателей цвета и изменение параметров поляризации излучения, характерных для звезд с феноменом RCB.

Сделана оценка блеска туманности He1-5 в инструментальных фотометрических полосах: $r_c = 20^m.69 \pm 0^m.13$ и $v = 23^m.01 \pm 0^m.58$ с квадратной угловой секунды. Свечения туманности в U , B и I_c полосах не обнаружено.

Авторы признательны членам международной сети AAVSO за возможность использования данных наблюдений в настоящей работе. При выполнении данного исследования состояние переменной контролировалось по рассылке данных VSNET, университет Киото, Япония. Данная работа была выполнена с использованием международной базы данных SIMBAD и базы данных AFOEV, Страсбург, Франция. Также признательны за большую помощь сотрудникам КраО, С.Сергееву, С.Климанову и В.Дорошенко, при выполнении и редукции спектральных наблюдений.

¹ Главная астрономическая обсерватория НАН Украины,
e-mail: aeros@mao.kiev.ua arosenbush@gmail.com

² Крымская астрофизическая обсерватория,

PHOTOMETRY, SPECTROMETRY AND POLARIMETRY FG Sge DURING ACTIVE STATE

A.E.ROSENBUSH¹, Yu.S.EFIMOV²

One was obtained and analyzed photometric, spectrophotometric and polarimetric observations of FG Sge under increasing activity of the R Coronae Borealis type variability. Decreasing brightness of star during its rare and short-time current states of maximal brightness offered interpreted as a consequence of increasing the optical thickness of the permanent circumstellar envelope. The

nebula HeI-5 brightness in the instrumental system in the bands R_c and V is correspondently $20^m.69 \pm 0^m.13$ and $23^m.01 \pm 0^m.58$ with square arcsecond. The nebula in the U , B and I_c filters was not visible.

Key words: stars: R CrB type: photometry: spectrometry: polarimetry - object: FG Sge

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, 39, 145, 1996.
2. T.Kipper, V.G.Klochkova, *Baltic astronomy*, 10, 393, 2001.
3. G.H.Herbig, A.A.Boyarchuk, *Astrophys. J.*, 153, 397, 1968.
4. Т.Кунпер, М.Кунпер, *Письма в Астрон. ж.*, 14, 526, 1988.
5. О.Г.Таранова, В.И.Шенаврин, *Письма в Астрон. ж.*, 39, 867, 2013.
6. G.Gonzalez, D.L.Lambert, G.Wallerstein et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 114, 133, 1998.
7. В.П.Архипова, В.Ф.Есипов, Н.П.Иконникова и др., *Письма в Астрон. ж.*, 35, 592, 2009.
8. P.Bastein, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 48, 513, 1982.
9. Yu.A.Fadeyev, *Astrophys. Space Sci.*, 86, 143, 1982.
10. A.F.Pugach, *Inf. Bull. Var. Stars*, 1277, 1977.
11. В.П.Архипова, *Письма в Астрон. ж.*, 22, 828, 1996.
12. J.W.Menzies, M.W.Feast, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 285, 358, 1997.
13. M.W.Feast, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, 96, 3, 1996.
14. Ю.С.Ефимов, *Астрон. ж.*, 65, 979, 1988.
15. А.Э.Розенбуш, *Кинематика и физика небесных тел*, 4, 33, 1988.
16. А.Э.Розенбуш, *Письма в Астрон. ж.*, 18, 158, 1992.
17. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, 43, 587, 2000.
18. Ю.С.Ефимов, *Изв. Крымской Астрофиз. Обсерв.*, 62, 17, 1980.
19. Yu.S.Efimov (Yefimov), *Teated Tartu Astrofisika Observ.*, 92, 79, 1988.
20. A.E.Rosenbush, *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, 391, 39, 2008.
21. A.E.Rosenbush, A.V.Bondar', *Baltic Astronomy*, 12, 369, 2003.
22. Yu.A.Fadeyev, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 233, 65, 1988.
23. Yu.A.Fadeyev, *Astrophys. Space Sci.*, 95, 357, 1983.
24. P.Woitke, A.Goeres, E.Sedlmayr, *Astron. Astrophys.*, 313, 217, 1996.
25. В.И.Шенаврин, О.Г.Таранова, А.Э.Наджин, *Астрон. ж.*, 88, 34, 2011.
26. G.C.Clayton, T.R.Geballe, W.Zhang, *Astron. J.*, 146, 23, 2013.
27. В.П.Архипова, В.Ф.Есипов, Г.В.Сокол, *Письма в Астрон. ж.*, 24, 431, 1998.
28. M.S.Bessell, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 100, 1181, 1990.
29. А.Э.Розенбуш, А.П.Видьмаченко, *Кинематика и физика небесных тел*, 27, 72, 2011.

30. *A.U.Landolt*, *Astron. J.*, **137**, 4186, 2009.
31. *T.Korhonen*, *V.Pirola*, *A.Reiz*, *ESO Messenger*, **38**, 20, 1984.
32. *В.П.Архипова*, Письма в Астрон. ж., **19**, 593, 1993.
33. *A.E.Rosenbush*, *M.Reszelski*, *E.Muyllaert*, *Odessa Astron. Publ.*, **14**, 164, 2001.
34. *А.Э.Розенбуш*, Кинематика и физика небесных тел., **14**, 342, 1998.
35. *В.П.Архипова*, *В.Ф.Есипов*, *Н.П.Иконникова*, Письма в Астрон. ж., **35**, 701, 2009.
36. *I.Kuro*, *E.M.Leibowitz*, *Astron. Astrophys.*, **71**, 102, 1979.
37. *S.A.Hawley*, *Astrophys. J.*, **221**, 951, 1978.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОСТИ ЧАСТОТЫ СУПЕРВСПЫШЕК ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

А.А.АКОПЯН

Поступила 21 ноября 2014

Принята к печати 5 декабря 2014

Проведено статистическое исследование изменчивости частоты супервспышек 46 звезд солнечного типа, обнаруженных орбитальной обсерваторией "Кеплер". Рассмотрены два возможных сценария изменения частоты супервспышек. В первом из них временная последовательность супервспышек рассматривается как кусочно-стационарный пуассоновский процесс. В результате у 5-ти звезд обнаружены статистически значимые изменения частот супервспышек в несколько раз. Моменты изменения частоты сопровождаются изменениями в поведении яркости звезды вне вспышек. Яркость звезды на короткое время становится иррегулярной, со значительным уменьшением амплитуды яркости. Во втором сценарии временная последовательность супервспышек рассматривается как пуассоновский процесс с периодическим параметром (частота супервспышек). В рамках второго сценария проверено наличие возможной периодичности частоты супервспышек с периодом, равным периоду орбитального или осевого вращения звезды. У звезды KIC 7264976 обнаружена периодичность частоты с периодом, совпадающим с возможным периодом орбитального вращения. Периодичность частоты, с периодом, равным вероятному периоду осевого вращения, выявлена у звезды KIC 10422252.

Ключевые слова: *супервспышка: частота вспышек: переменность*

1. *Введение.* Во время супервспышки происходит внезапное увеличение яркости звезды солнечного типа с продолжительностью от нескольких минут до десятки часов, с выделением энергии, превышающей энергию самых мощных солнечных вспышек от 10 до 10^6 раз [1]. Энергия супервспышек сопоставима с энергией мощных вспышек вспыхивающих звезд. Естественно, возникают вопросы о механизмах образования супервспышек, о возможной связи между супервспышками, солнечными вспышками и вспышками вспыхивающих звезд.

Возросший интерес к супервспышкам связан также с интенсивным развитием астробиологии и с исследованиями экзопланет. С одной стороны, огромная энергия выхода супервспышек может сделать любые планеты вокруг звезд непригодными для обитания и астробиологи должны учитывать влияние супервспышек на возможную инопланетную жизнь. С другой стороны, супервспышки могут служить источником высокоэнергетического излучения, необходимого для образования органических молекул, и возможно, планетные системы вокруг "супервспыхивающих" звезд являются хорошим местом для поиска инопланетной жизни, которая при своей

дальнейшей эволюции благополучно избежала губительных последствий огромных вспышек [1].

До последнего времени число известных супервспышек не превышало нескольких десятков [2-4]. Данные о супервспышках, опубликованные до 2012г. не были результатом однородных, целенаправленных исследований и в значительной мере носили случайный характер. Ситуация резко улучшилась после запуска обсерватории "Кеплер", основной задачей которой было обнаружение экзопланет. Однако, благодаря своим характеристикам, наблюдения "Кеплер" одновременно дают ценную и однородную информацию о переменных звездах и переменных явлениях почти всех типов.

В данном случае наблюдения "Кеплер" имеют двойную ценность, поскольку позволяют не только регистрировать супервспышки, но и в некоторой степени ответить на вопрос о существовании у звезды массивной планеты, которая, согласно одной из физических моделей образования супервспышек (модель "горячего Юпитера" [5-7]), способна содействовать возникновению супервспышек. Кроме этого, можно также определить период вращения и степень запятнанности звезды, которые в данной задаче являются очень важными характеристиками.

Целью данной работы является статистическое исследование переменности наблюдаемой частоты супервспышек. Изменение наблюдаемой частоты супервспышек может быть обусловлено рядом причин:

- реальным изменением вспышечной активности звезды;
- возможными геометрическими эффектами, связанными с изменением расположения и видимости активных областей вспышек в результате, например, осевого вращения звезды или орбитального вращения другой звезды, или массивной планеты вокруг главной звезды;
- возможной наблюдательной селекцией, связанной с изменением яркости звезды вне вспышки, обусловленной, в частности, осевым вращением и неравномерным распределением яркости на поверхности звезды и т.д.

Естественно предполагать, что частота супервспышек вследствие периодического осевого или орбитального вращения звезды может приобрести периодический характер с периодом, равным периоду осевого или орбитального вращения.

В данной работе проверено наличие возможной периодичности частоты супервспышек звезд с известными периодами осевых или орбитальных вращений.

Кроме этого, рассмотрена более общая задача обнаружения возможного скачкообразного изменения частоты супервспышек. Для этого были привлечены методы, разработанные при решении аналогичных задач для вспыхивающих звезд [8-10]. Для супервспышек впервые такая работа [11] была проделана на основе сравнительно малочисленных данных, полученных в результате наблюдений обсерватории "Кеплер", представленных в работе

[12]. У звезды КIC 7264976 было обнаружено статистически значимое изменение частоты вспышек.

Базовым в этих методах является предположение о случайном и независимом характере супервспышек, что позволяет рассмотреть последовательность супервспышек у каждой звезды как случайный пуассоновский процесс.

2. Используемые данные. Впервые данные "Кеплер" о супервспышках звезд солнечного типа были представлены в работе [12]. Общее количество рассмотренных звезд данного типа при этом составляло более 83000. Были исследованы кривые яркости, полученные обсерваторией "Кеплер" в период от апреля 2009г. до декабря 2009г.

Для определения порогов супервспышек были вычислены распределения разности яркости между всеми парами последовательных измерений яркости с экспозицией 30 минут [12,13]. В качестве порогов были выбраны значения три раза превышающие значения квантилей $p=0.99$ этих распределений. Типичная величина этих порогов составила около 0.1% яркости звезд. Поярчание звезды принималось за супервспышку, когда яркость звезды превосходила установленный для данной звезды порог, по крайней мере, в трех последовательных измерениях. Этим определяется нижний предел продолжительности регистрированных супервспышек - 1.5 час. При этом кривая яркости должна иметь характерный вид - крутой подъем и относительно медленный спад. Другие детали методики выделения вспышек и обработки данных приведены в работах [12,13].

В результате у 148 звезд солнечного типа было обнаружено 365 супервспышек. В дальнейшем эта же группа авторов представила [13,14] результаты исследований супервспышек, охватывающих примерно в четыре раза больший период наблюдений (примерно 500 дней). Было обнаружено 1547 вспышек у 279 звезд.

Ни у одной из звезд не была обнаружена планета, что является серьезным аргументом против модели "горячего Юпитера". Согласно [14], наблюдаемые квазипериодические изменения яркости можно объяснить вращением звезды, имеющей на своей поверхности звездные пятна огромных размеров, покрывающих площади в десятки раз превышающие соответствующие солнечные, а энергию супервспышек можно объяснить магнитной энергией, содержащейся вблизи крупных звездных пятен.

Из этих 279 звезд 46 имеют по десять и более вспышек. Они и стали предметом исследований в данной работе. Список этих звезд приводится в табл.1, где в столбцах последовательно приводятся номер звезды; координаты; количество супервспышек; эффективная температура, ускорение силы тяжести, радиус звезды и видимая звездная величина в полосе наблюдений "Кеплер" по каталожным данным [15]; период осевого вращения

в днях [13].

Моменты всех вспышек, а также другие характеристики звезд и их

Таблица 1

СПИСОК ИССЛЕДОВАННЫХ ЗВЕЗД

KIC	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	n_r	T_{eff}	$\log(g)$	R_{\odot}	m_p	P_r
10422252	19 51 39.06	+47 33 49.7	57	5118	4.2	1.3	13.6	5.2
6034120	19 16 21.58	+41 20 00.5	45	5407	4.7	0.8	14.9	5.6
7264976	19 02 36.12	+42 48 31.7	40	5184	4.1	1.7	12.0	12.6
8547383	19 04 49.26	+44 37 43.0	40	5376	4.5	0.9	14.2	14.8
8479655	18 57 43.24	+44 35 55.8	39	5126	4.6	0.8	12.8	19.3
6697041	19 33 39.51	+42 11 29.8	37	5204	4.4	1.0	14.4	15.5
6691930	19 27 50.54	+42 10 18.3	35	5348	4.5	0.9	15.5	13.5
11764567	19 30 33.63	+49 56 04.7	34	5238	4.4	1.1	13.2	22.2
7174505	18 46 05.55	+42 44 14.3	29	5220	4.4	1.0	14.5	3.7
3425756	19 02 46.20	+38 32 38.5	28	5417	4.6	0.9	15.4	1.7
11235995	19 09 56.07	+48 56 53.8	25	5251	4.5	0.9	15.0	5.1
10120296	18 48 11.70	+47 08 43.0	23	5490	4.4	1.1	12.9	3.9
3557532	19 38 39.12	+38 37 58.9	21	5221	4.6	0.8	14.4	2.0
8226464	19 17 31.57	+44 11 10.3	21	5754	4.1	1.7	11.5	3.1
9459362	19 17 46.48	+46 02 13.2	19	5357	4.6	0.8	14.1	12.3
11186775	19 19 16.11	+48 52 32.7	19	5948	4.3	1.2	13.9	1.8
4749912	19 31 00.05	+39 49 56.1	18	5554	4.3	1.3	14.1	5.2
10528093	19 15 32.24	+47 45 34.2	18	5143	4.5	0.9	13.6	12.5
3118883	19 27 52.70	+38 16 47.5	17	5195	4.5	1.0	14.4	8.5
4142137	19 07 57.44	+39 12 46.1	16	5447	4.4	1.1	12.7	1.9
6032920	19 14 37.67	+41 23 58.3	16	5611	4.6	0.8	13.5	3.2
9655134	19 36 59.88	+46 20 31.5	16	5229	4.5	1.0	13.6	7.7
12354328	19 19 42.41	+51 11 56.2	16	5115	4.4	1.0	14.7	0.8
2860579	19 32 38.79	+38 02 13.2	15	5162	4.5	0.9	14.2	5.1
5528061	19 20 17.58	+40 43 55.3	15	5424	4.6	0.9	14.9	3.8
8074287	18 42 39.92	+43 56 35.4	15	5488	4.4	1.0	14.3	2.9
8162830	19 22 59.37	+44 03 43.4	15	5770	4.6	0.8	15.0	2.6
9146690	19 13 03.76	+45 35 55.1	15	5216	4.5	0.9	15.1	0.7
10220756	19 46 14.71	+47 13 37.6	15	5753	4.2	1.3	13.4	5.0
4742436	19 21 49.53	+39 50 07.4	14	5628	4.2	1.5	10.6	2.3
6865416	19 30 03.82	+42 19 59.6	14	5222	4.4	1.0	13.7	3.3
8482482	19 04 23.74	+44 30 09.8	14	5521	4.5	0.9	15.3	4.6
6503434	18 58 29.66	+41 55 07.5	13	5714	4.3	1.2	12.6	3.9
5529084	19 21 24.94	+40 43 39.5	12	5232	4.6	0.8	15.5	9.8
6127565	19 32 20.04	+41 27 22.6	12	5305	4.1	1.6	13.6	2.6
6865484	19 30 07.92	+42 23 37.0	12	5688	4.4	1.1	13.8	11.2
8491470	19 21 41.94	+44 35 47.7	12	5340	4.9	0.6	14.3	4.3
9897464	19 37 57.69	+46 47 19.2	12	5538	4.4	1.0	15.0	3.3
12003808	19 03 19.22	+50 28 58.9	12	5126	4.8	0.6	15.9	3.6
8091757	19 19 16.80	+43 58 30.1	11	5871	4.6	0.9	13.0	2.0
8143783	18 45 59.47	+44 03 25.3	11	5625	4.6	0.8	15.7	0.7
9150539	19 20 42.49	+45 30 05.3	11	5409	4.5	0.9	15.1	3.3
9653110	19 33 48.32	+46 21 54.0	11	5223	4.4	1.0	12.9	1.6
10745663	19 47 53.70	+48 04 10.7	11	5754	4.6	0.9	14.3	3.1
7532880	19 33 17.78	+43 06 17.8	10	5562	4.4	1.1	13.1	2.2
11283805	18 55 29.73	+49 02 40.1	10	5218	4.1	1.5	13.8	4.4

супервспышек (амплитуда, переменность) можно найти в электронной версии работы [13].

3. Обнаружение изменения частоты.

3.1. *Использованный метод.* Предположим, что по некоторым причинам, в частности - по изложенным выше - в течение сравнительно небольшого промежутка времени происходит скачкообразное изменение наблюдаемой частоты супервспышек с одного значения на другое. Это наиболее простой сценарий изменения частоты супервспышек.

В этом случае последовательность супервспышек можно описать как кусочно-стационарный пуассоновский процесс, при котором в отдельных интервалах времени наблюдений частота вспышек (параметр пуассоновского распределения) имеет разные значения. С математической точки зрения задача сводится к обнаружению переменности параметра пуассоновского распределения.

В работах [8-10], привлекая результаты, полученные в теории обнаружения изменения свойств сигналов и динамических систем для кусочно-стационарных пуассоновских процессов (см. напр. [16]), для обнаружения изменения частоты вспышек вспыхивающих звезд были предложены и применены следующие статистики:

а) $\Lambda \equiv \sup_{\tau} L = n \sup_{\tau} K\left(\frac{k_{\tau}}{n}, \frac{\tau}{T}\right)$, где $K(p, r) = p \ln \frac{p}{r} + (1-p) \ln \frac{(1-p)}{(1-r)}$

б) $\Lambda 1 \equiv \sup_{\tau} L 1 = n \frac{2k_{\tau}}{n} \left(1 - \frac{k_{\tau}}{n}\right) \sup_{\tau} K\left(\frac{k_{\tau}}{n}, \frac{\tau}{T}\right)$,

в) $\Lambda 2 \equiv \sup_{\tau} L 2 = n \sup_{\tau} \left| \frac{k_{\tau}}{n} - \frac{\tau}{T} \right|$,

где $\frac{2k_{\tau}}{n} \left(1 - \frac{k_{\tau}}{n}\right)$ - весовая функция, $\left(\frac{k_{\tau}}{n} - \frac{\tau}{T}\right) = \frac{\tau(T-\tau)}{nT} \left(\frac{k_{\tau}}{\tau} - \frac{n-k_{\tau}}{T-\tau}\right)$ - нормированная разность между оценками частот, τ - момент изменения частоты, T - полное время наблюдений, k_{τ} - количество зарегистрированных вспышек за время τ , n - количество зарегистрированных вспышек за время T ($n = k_T$).

Статистика Λ получается в результате максимизации логарифма отношения правдоподобий $\ln L_{H_1/H_0}$:

$$\Lambda \equiv \sup_{\tau} \sup_{v_1} \sup_{v_2} \inf_{v} \ln L_{H_1/H_0},$$

где H_0 - гипотеза о стационарном пуассоновском процессе (постоянная частота), H_1 - гипотеза о кусочно-стационарном пуассоновском процессе (частота меняется), v - частота вспышек при предположении о ее постоянстве, v_1 - частота вспышек до предполагаемого момента изменения частоты, v_2 - частота вспышек после предполагаемого момента изменения частоты. Статистики $\Lambda 1$, $\Lambda 2$ являются модификациями статистики Λ .

Очевидно, что во всех случаях кусочно-стационарная модель, как

общий случай стационарного процесса, будет лучше согласована с наблюдательными данными, из чего следует, что "изменение" частоты будет обнаружено почти во всех случаях. Поэтому существенным становится вопрос о статистической значимости этих изменений.

Изменение частоты можно считать установленным с уровнем значимости α , если значение статистики критерия Λ (Λ_1 , Λ_2) превышает некую пороговую величину $c(\alpha)$. Зависимости пороговой величины от числа зарегистрированных вспышек n , для двух уровней значимости, ранее были получены нами с помощью численного моделирования [9].

3.2. Результаты. С помощью описанного выше метода и данных о моментах супервспышек [13] были вычислены значения статистик Λ , Λ_1 , Λ_2 , которые приводятся на рис.1. Там же приводятся вычисленные зависимости пороговой величины от числа зарегистрированных вспышек n для двух уровней значимости. Как видно из рис.1 у некоторых звезд наблюдается значимое изменение частоты супервспышек.

Эти звезды разбиты на две группы (табл.2). В первую группу попали

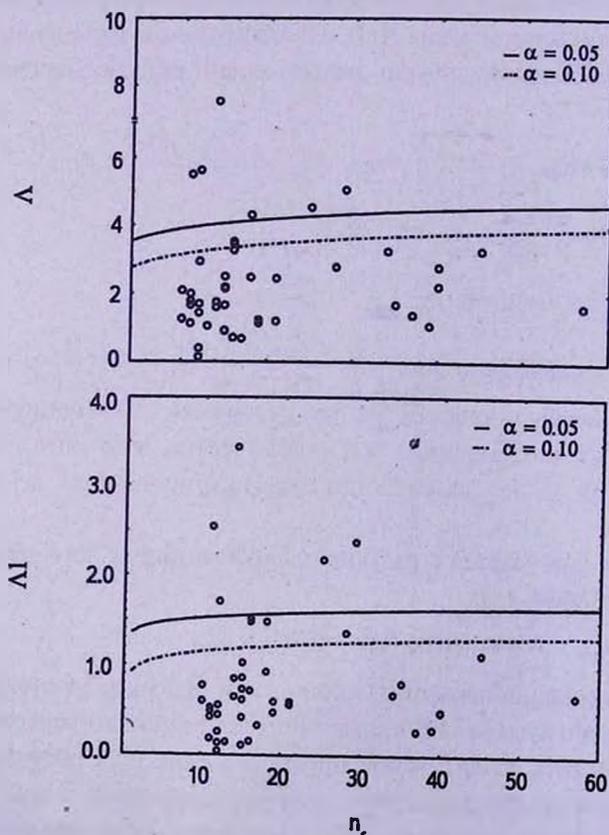


Рис.1. Вычисленные значения статистик Λ , Λ_1 , Λ_2 (кружки) и зависимости пороговой величины от числа зарегистрированных вспышек n , для двух уровней значимости (кривые).

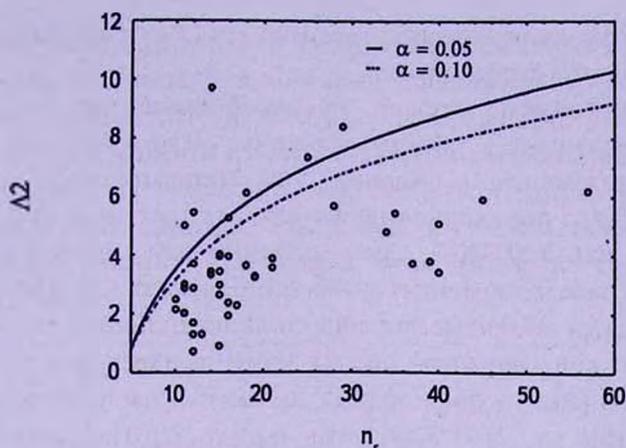


Рис.1. (Окончание).

5 звезд, у которых переменность частоты подтверждается всеми статистиками (Λ , Λ_1 , Λ_2) на уровне значимости 0.05, а во вторую - 4 звезды, у которых переменность частоты подтверждается не всеми статистиками или/и на уровне значимости 0.1. В дальнейшем основное внимание уделено звездам первой группы.

В табл.2. приводятся - порядковый номер; номер звезды по каталогу KIC; t - предполагаемый момент изменения частоты; τ и k_τ - соответственно, продолжительность времени (в днях) от начала наблюдений до вероятного момента изменения частоты супервспышек и число супервспышек в этом интервале; $T-\tau$ и $n-k_\tau$ - соответственно, продолжительность времени от момента изменения до конца наблюдений и число супервспышек в этом интервале; ν_1, ν_2, ν - соответственно, наблюдаемые частоты супервспышек до момента изменения частоты, после момента изменения частоты и в целом;

вычисленные по формуле $q = \frac{\tau^k (T-\tau)^{n-k}}{T^n} \frac{n!}{k!(n-k)!}$ значения вероятности

Таблица 2

ЗВЕЗДЫ С ПЕРЕМЕННОЙ ЧАСТОТОЙ СУПЕРВСПЫШЕК

N	KIC	t (BJD)	τ	k_τ	$T-\tau$	$n-k_\tau$	ν_1	ν_2	ν	q	$\Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2$
1	4742436	55073.10	109	11	391	3	0.100	0.008	0.028	$9.2 \cdot 10^{-6}$	Λ_1
2	7174505	55034.44	71	11	429	18	0.155	0.042	0.028	$1.0 \cdot 10^{-3}$	Λ_1
2a	7174505	55198.68	235	22	265	7	0.094	0.026	0.058	$1.1 \cdot 10^{-3}$	Λ, Λ_2
3	9150539	55055.28	91	7	409	4	0.077	0.001	0.022	$9.8 \cdot 10^{-4}$	$\Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2$
4	12003808	55104.18	140	8	360	4	0.057	0.011	0.021	$5.0 \cdot 10^{-3}$	Λ_1
5	11235995	55310.17	346	10	154	15	0.027	0.097	0.050	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$\Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2$
6	3425756	55350.44	386	16	114	12	0.041	0.105	0.056	$9.6 \cdot 10^{-3}$	Λ_1
7	4142137	55422.51	459	11	41	5	0.024	0.122	0.031	$6.3 \cdot 10^{-3}$	Λ, Λ_1
8	4749912	55244.53	281	4	219	14	0.014	0.064	0.036	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$\Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2$
9	12354328	55284.03	320	5	180	11	0.016	0.061	0.052	$6.2 \cdot 10^{-3}$	$\Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2$

распределения вспышек по интервалам времени τ и $(T - \tau)$, при предположении о постоянной частоте супервспышек.

В последнем столбце указано, по какой статистике (Λ , Λ_1 , Λ_2) вычислены приводимые в таблице величины. Дело в том, что моменты изменения, определенные с помощью этих статистик, могут отличаться друг от друга. Такое положение имеет место для трех звезд (KIC 7174505, KIC 4742436 и KIC 12003808). Соответственно, для звезды KIC 7174505 приводятся два набора табличных значений. Для звезд KIC 4742436 и KIC 12003808 приводятся табличные значения согласно статистике Λ_1 , поскольку две другие дают лишь нижнюю оценку момента изменения частоты.

Как видно из табл.2 у приведенных звезд наблюдается весьма существенное изменение частоты. При этом, однако, другие характеристики супервспышек значимо не меняются (см. табл.3). В табл.3 для звезд первой группы приводятся средние значения амплитуд и продолжительности вспышек, как в целом, так и до и после изменения частоты супервспышек. Соответствующие необходимые данные взяты из работы [13].

Очевидно, что приведенные в табл.2 моменты изменения частоты весьма условные. На самом деле изменение частоты не может быть вызвано моментально, а скорее всего является результатом некоего продолжительного процесса, и приведенные моменты нужно рассматривать как характерные моменты этого процесса. Процесс или процессы, вызывающие изменение частоты в несколько раз, могут повлиять и на поведение яркости звезды в стационарном состоянии. Рассмотрение кривых яркости звезд первой группы вблизи моментов изменения частоты супервспышек выявило интересную закономерность (рис.2). Оказалось, что моменты изменения частоты соседствуют с участками, где на короткое время сильно нарушается периодическое квазирегулярное поведение кривых яркости, а также существенно уменьшается амплитуда яркости звезды. То же самое имеет место и для звезд второй группы, кроме звезды KIC 12354328, которая по своим характеристикам сильно отличается от подавляющего большинства звезд (очень короткий период вращения - 0.8д, и очень большие амплитуды супервспышек).

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ СУПЕРВСПЫШЕК ЗВЕЗД С ПЕРЕМЕННОЙ ЧАСТОТОЙ

KIC	Амплитуда вспышек			Продолжительность вспышек		
	\bar{A}_f	\bar{A}_{f1}	\bar{A}_{f2}	\bar{T}_f	\bar{T}_{f1}	\bar{T}_{f2}
4742436	0.564	0.627	0.333	0.126	0.131	0.107
7174505	1.583	1.673	1.528	0.091	0.116	0.076
9150539	1.609	1.371	2.025	0.073	0.086	0.050
12003808	3.150	3.125	3.200	0.063	0.053	0.085
11235995	1.140	1.130	1.147	0.066	0.066	0.065

У тех звезд первой группы, у которых происходит уменьшение частоты супервспышек, эти участки предшествуют моменту изменения частоты, а для единственной звезды (KIC 11235995), у которой частота увеличивается - наоборот. На рис.2 моменты изменения показаны вертикальными стрелками, а горизонтальными стрелками подчеркнуты промежутки времени с иррегулярным поведением яркости. По всей видимости, в этих промежутках происходит постепенное уменьшение и исчезновение старых пятен, и зарождение новых.

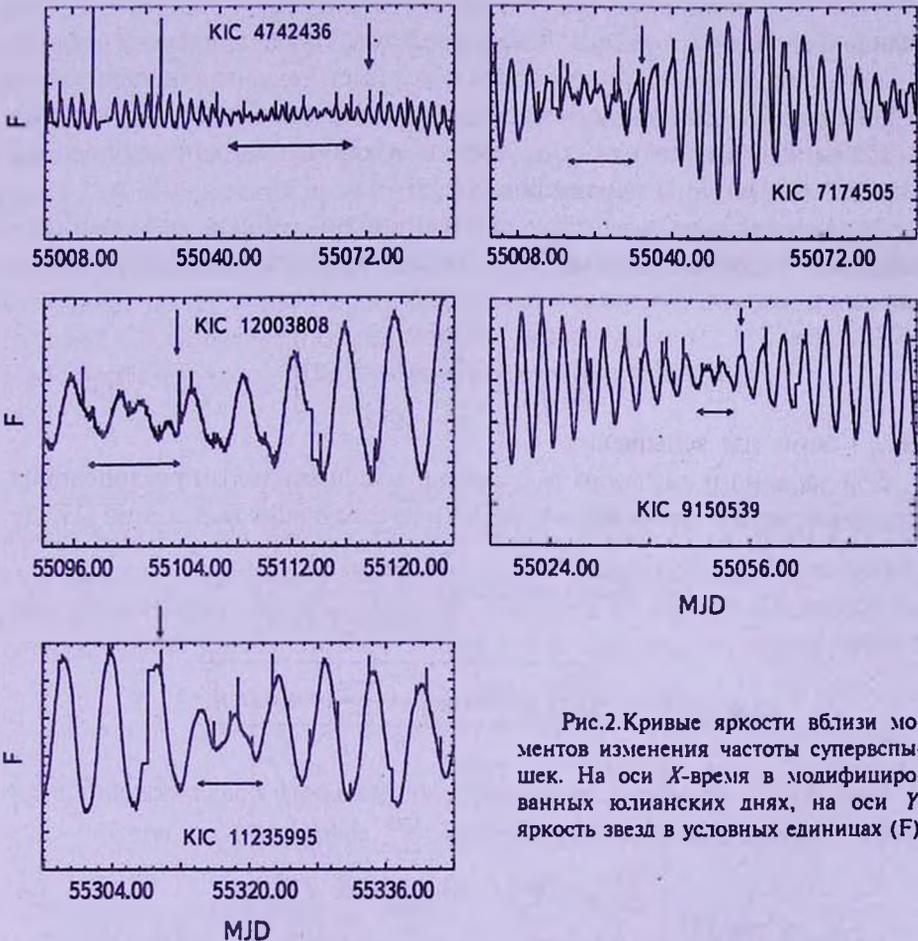


Рис.2. Кривые яркости вблизи моментов изменения частоты супервспышек. На оси X-время в модифицированных юлианских днях, на оси Y-яркость звезд в условных единицах (F).

4. Обнаружение периодического изменения частоты.

4.1. *Использованный метод.* Предположим, что частота вспышек обусловлена или модулируется неким периодическим процессом, например - осевым вращением звезды или орбитальным вращением другой звезды, или массивной планеты вокруг основной звезды. В этом случае частоту вспышек можно представить в виде периодической функции от времени,

а сам процесс рассмотреть как пуассоновский с периодическим параметром. В данной работе в качестве периодической функции частоты супервспышек предлагается использовать следующую функцию:

$$\lambda(t) = \frac{\lambda \exp[k \sin(\omega_0 t + \vartheta)]}{I_0(k)} \quad (k \geq 0, \omega_0 \geq 0, 0 \leq \vartheta \leq 2\pi, \lambda > 0),$$

где

$$I_0(k) = \int_0^{2\pi} \exp[k \sin(u)] du$$

модифицированная функция Бесселя нулевого порядка первого рода.

Такой выбор функции во многом обусловлен тем, что обеспечивается разнообразие видов периодической функции, в зависимости от значения k . Для этой функции известны оценки максимального правдоподобия входящих в функцию параметров [17,18].

Если рассмотреть в качестве статистического события реализацию n вспышек в интервале времени $(0, T)$, то функцией правдоподобия данного события будет:

$$e^{-\lambda T/2\pi} \left(\frac{\lambda}{I_0(k)} \right)^n \exp \left[k \sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta) \right],$$

где t_i - моменты вспышек.

Для заданного значения ω_0 , оценки максимального правдоподобия остальных параметров можно определить из следующих выражений [17,18]:

$$\hat{\lambda} = \frac{2\pi n}{T}, \quad \tan(\hat{\vartheta}) = \frac{\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i)}{\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i)}, \quad (1)$$

$$\left. \frac{d \log I_0(k)}{dk} \right|_{k=\hat{k}} = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^n \cos(\omega_0 t_i) \right)^2}}{n}$$

Если же ω_0 не задана, то оценку максимального правдоподобия ($\hat{\omega}_0$) можно получить максимизируя сумму $\sum_{i=1}^n \sin(\omega_0 t_i + \vartheta)$ по ω_0 :

$$\sum_{i=1}^n t_i \cos(\omega_0 t_i + \vartheta) \Big|_{\omega_0 = \hat{\omega}_0} = 0. \quad (2)$$

Как видно она неоднозначна и зависит от другого параметра. Поэтому, в этом случае для набора первоначальных предполагаемых значений ω_0 , методом последовательных приближений решается система из вышеприведенных уравнений (1, 2), и из полученных решений выбирается то решение, которое обеспечивает лучшее согласие с наблюдательными данными.

Чтобы оценить насколько гипотеза H_1 о периодичности частоты супервспышек предпочтительнее гипотезы H_0 о постоянной частоте, вычисляется значение логарифма отношения правдоподобий $\ln L_{H_1/H_0}$ и сравнивается с

результатами численного моделирования. Численное моделирование было проведено для ряда характерных значений числа зарегистрированных супервспышек. Результаты моделирования дают представление о вероятностях получения ложных периодических функций, при справедливости гипотезы о постоянной частоте.

4.2. *Результаты. Звезда KIC 7264976.* В предыдущей работе [11], на основе сравнительно малочисленных данных, у звезды была обнаружена переменность частоты вспышек, однако, как следует из результатов предыдущего раздела, новые данные не подтвердили переменность частоты супервспышек звезды KIC 7264976 в рамках модели кусочно-стационарного пуассоновского процесса.

Недавние спектральные исследования этой звезды показали, что спектральные линии звезды - двухкомпонентные и она, скорее всего, двойная звезда [19]. Наблюдения проводились в два коротких периода разделенных между собой промежутком в 270 дней. Поскольку за это время не произошло ощутимое смещение компонент линий относительно друг друга, то авторы заключили, что вероятный период орбитального вращения близок к значению 270 дней. Обобщая данное заключение, можно сказать, что вероятный период орбитального вращения может принимать значения

$$P \approx \frac{270}{k}, \quad k = 1, 2, 3, \dots$$

Соответственно, в рамках предположения, что двойственность звезды может повлиять на частоту супервспышек, звезда была проверена на наличие переменной периодической частоты супервспышек, с периодами, указанными выше. Оказалось, что наблюдаемое распределение моментов супервспышек можно хорошо объяснить в том случае, когда период

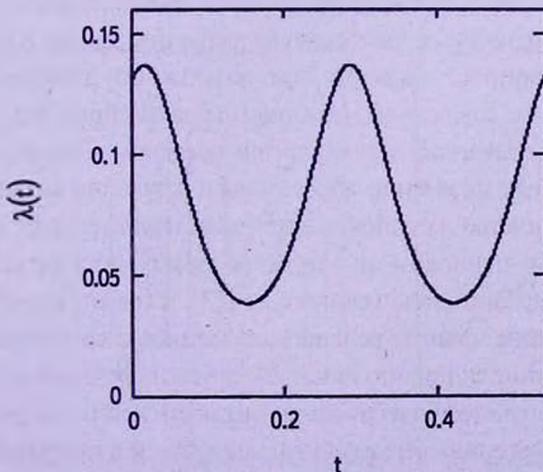


Рис.3. Функция частоты супервспышек звезды KIC 7264976.

функции частоты супервспышек $P = 134$.

На рис.3 приводится функция частоты супервспышек. На оси ординат приводятся частоты вспышек в единицах день⁻¹, а на оси абсцисс время в долях от общего времени наблюдений. Начальная точка абсцисс совпадает с началом наблюдений. На рис.4 приводятся сложенное в единый период наблюдаемое распределение супервспышек, (распределение супервспышек по фазам периодической функции), с теоретически вычисленным распределением (обозначены кружками), а также соответствующие кумулятивные функции распределения. Как видно наблюдается очень хорошее соответствие, что подтверждается также критерием χ^2 .

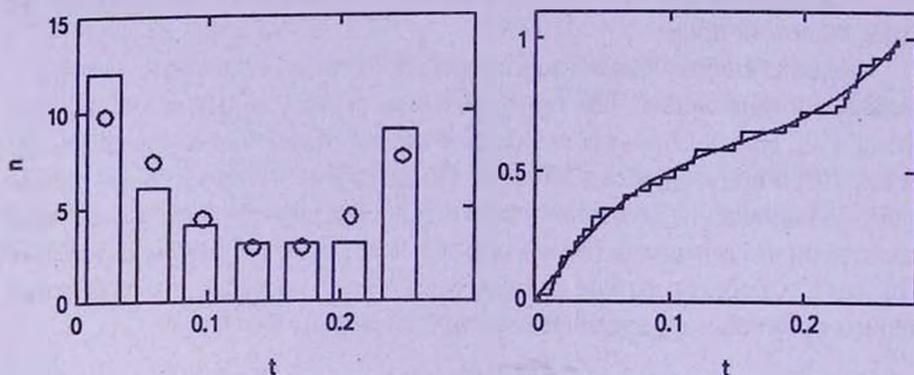


Рис.4. Наблюдаемое и теоретическое (кружки) распределения супервспышек звезды КIC 7264976 по фазам периодической функции (слева). Справа соответствующие кумулятивные распределения.

Логарифм отношения правдоподобий получился равным $\ln L_{H_1/H_0} \approx 3.8$. Как показали результаты моделирования, только в 4-х из 200 численных симуляций значение логарифма отношений правдоподобий превышает полученное значение при постоянной частоте супервспышек. Все это говорит в пользу периодичности частоты супервспышек звезды КIC 7264976. Чтобы ответить на вопрос, вызвано она возможной двойственностью звезды или это случайное совпадение, необходимы дальнейшие исследования.

Исследование периодической переменности частоты. Периоды осевых вращений исследованных звезд были определены в результате анализа кривых яркости [12,13]. Большинство звезд показывает квазипериодические модуляции яркости с характерным периодом от одного до нескольких десятков дней.

В рамках представлений, изложенных в [13], следует ожидать также периодическое изменение частоты вспышек, связанное с вращением звезды. Реальная картина усложняется тем, что пятна или другие образования (например, факелы) - возможные ответственные за неравномерность поверхностной яркости звезды - являются непостоянными как во времени, так и в пространстве. Про характерные времена изменений этих образований можно судить по аналогии

с Солнцем, однако это представляется крайне рискованным, учитывая слишком разные масштабы исследуемых явлений. Точность определения периодов во многом зависит от того, как соотносятся характерные времена изменений к периоду вращения и длительности наблюдений. Точность зависит также от неизвестного закона дифференциального вращения звезды и наклона оси вращения. Все это приводит к тому, что очень трудно выявить точные периоды вращения. Учитывая вышесказанное, правильнее будет воспринимать приведенные в табл.1 периоды P_p в прямом смысле, т.е. как наблюдаемые периоды изменения яркости или как вероятные периоды осевых вращений.

В данной работе исследованы звезды, показавшие более 20-ти супервспышек и только у звезды KIC 10422252 выявлен период частоты супервспышек, совпадающий с вероятным периодом осевого вращения (5.2 дня). Логарифм отношения правдоподобий получился равным $\ln L_{H_1/H_0} \approx 3.3$.

На рис.5 приводится функция частоты супервспышек звезды KIC

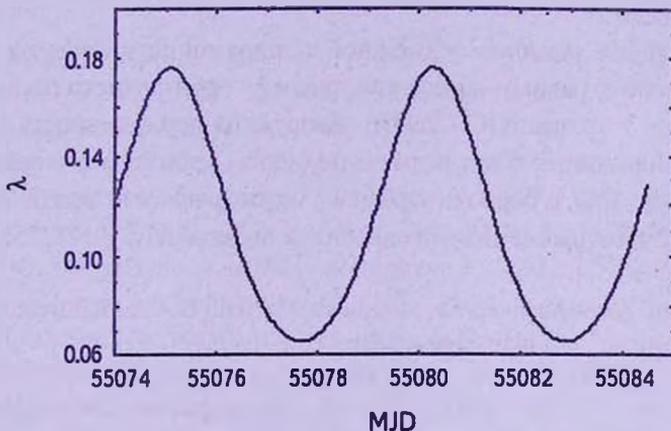


Рис.5. Функция частоты супервспышек звезды KIC 10422252.

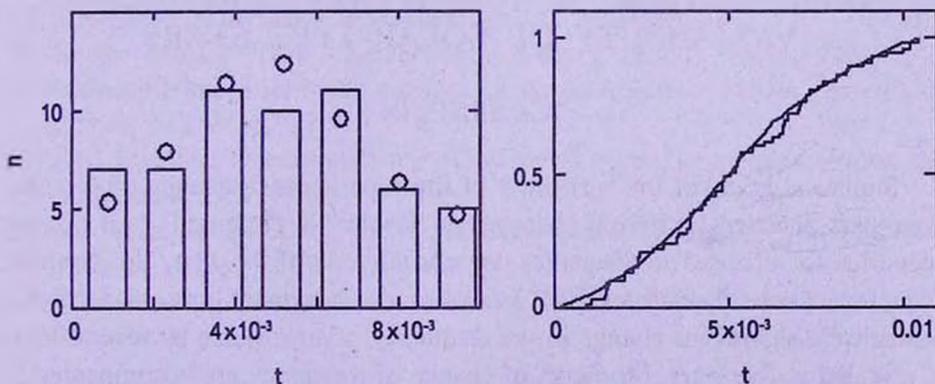


Рис.6. Наблюдаемое и теоретическое (кружки) распределения супервспышек звезды KIC 10422252 по фазам периодической функции (слева). Справа соответствующие кумулятивные распределения.

10422252. Оси ординат и абсцисс те же, что и на рис.3. На рис.6 приводятся наблюдаемое распределение супервспышек по фазам периодической функции, с теоретически вычисленным распределением (обозначены кружками), а также соответствующие кумулятивные функции распределения. Наблюдается хорошее соответствие, что подтверждается также критерием χ^2 .

5. Заключение. В результате статистического исследования переменности частоты супервспышек 46-ти звезд солнечного типа, обнаруженных орбитальной обсерваторией "Кеплер", у звезд КIC 4742436, КIC 7174505, КIC 9150539, КIC 12003808, КIC 11235995 обнаружены статистически значимые изменения частот супервспышек в несколько раз. Еще 4 звезды заподозрены в наличии переменности частоты.

Обнаруженные моменты изменения частоты сопровождаются резкими изменениями в поведении яркости звезды вне вспышек. Яркость звезды на короткое время становится иррегулярной, со значительным уменьшением амплитуды яркости.

Проверено также наличие возможной периодичности частоты супервспышек с периодом, равным известному периоду орбитального или осевого вращения звезды. У звезды КIC 7264976 обнаружена периодичность частоты с периодом, совпадающим с возможным периодом орбитального вращения. Периодичность частоты, с периодом, равным периоду яркости звезды (вероятный период осевого вращения), выявлена у звезды КIC 10422252.

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

INVESTIGATION OF SUPERFLARES FREQUENCY VARIABILITY OF SOLAR-TYPE STARS

A.A.AKOPIAN

Statistical study of the variability of the superflares frequency of 46 solar-type stars detected by orbital observatory "Kepler" is presented. Two possible scenarios for changes in frequency are considered. In the first, the temporal sequence of superflares is regarded as a piecewise stationary poissonian process. Statistically significant change in the frequency of superflares by several times is revealed at five stars. Moments of change of frequency are accompanied by sudden changes in the behavior of the star's brightness. Brightness of a star for a short time becomes irregular, with a significant decrease in the amplitude

of brightness. In the second scenario, the temporal sequence of superflares regarded as a Poisson process with the periodic parameter (frequency superflares). Under the second scenario, the availability of possible periodicity superflares frequency with a period equal to period of orbital or axial rotation of the star is examined. It is shown, that the frequency of superflares of star KIC 7264976 has a period of 134 days, which coincides with a possible period of orbital rotation. Frequency with a period equal to the possible period of axial rotation is revealed in case of star KIC 10422252.

Key words: superflare: flare frequency: variability

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.Schaefer*, *Nature*, **485**, 456, 2012.
2. *B.Schaefer*, *Astrophys. J.*, **337**, 927, 1989.
3. *B.Schaefer*, *Astrophys. J.*, **366**, L39-L42, 1991.
4. *B.Schaefer*, *J.R.King*, *C.P.Deliyannis*, *Astrophys. J.*, **529**, 1026, 2000.
5. *E.P.Rubenstein*, *B.Schaefer*, *Astrophys. J.*, **529**, 1031, 2000.
6. *M.Cuntz*, *S.H.Saar*, *Z.E.Musielak*, *Astrophys. J.*, **533**, L151-L154, 2000.
7. *W.-H Ip*, *A.Kopp*, *J.-H.Hu*, *Astrophys. J.*, **602**, L53-L56, 2004.
8. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **42**, 555, 1999.
9. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **44**, 131, 2001.
10. *А.А.Акопян*, *Л.Саргсян*, *Астрофизика*, **45**, 29, 2002.
11. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, **56**, 537, 2013.
12. *Н.Маехара*, *Т.Шибаяма*, *С.Нотсу et al.*, *Nature*, **485**, 478, 2012.
13. *Т.Шибаяма*, *Н.Маехара*, *С.Нотсу et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **209**, 5, 2013.
14. *С.Нотсу*, *Т.Шибаяма*, *Н.Маехара et al.*, *Astrophys. J.*, **771**, 127, 2013.
15. Kepler Mission Team, Kepler Input Catalog (KIC), NASA, 2009.
16. "Обнаружение изменения свойств сигналов и динамических систем", сб. статей, М., Мир, 1989.
17. *Ю.А.Кутоянц*, Оценивание параметров случайных процессов, Изд-во АН Армянской ССР, 1980.
18. *D.J.Daley*, *D.Vere-Jones*, An Introduction to the Theory of Point Processes, Springer-Verlag, 2003.
19. *R.Wichmann*, *B.Fuhrmeister*, *U.Wolter*, *E.Nagel*, *Astron. Astrophys.*, **567**, A36, 2014.

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ II. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 13 июня 2014

Принята к печати 5 декабря 2014

Исследованы равновесные состояния горячих странных звезд. Уравнение состояния горячего странного кваркового вещества определено по модели мешка MIT. Показано, что зависимости масса-центральная плотность и радиус-масса изотермических странных звезд в области $0 \leq T_c \leq 100$ МэВ слабо зависят от центральной температуры T_c . Это объясняется слабой зависимостью давления кварковой материи от температуры при постоянной плотности энергии. В противоположность этому, масса странной звезды с фиксированным барионным зарядом с уменьшением температуры уменьшается значительно. Показано также, что странные звезды с барионным зарядом $N < 1.83 \cdot 10^{57}$ при остывании только сжимаются. Для $1.83 \cdot 10^{57} < N < 2.02 \cdot 10^{57}$ в зависимости от начальной температуры звезда в начале остывания может сперва расширяться, а потом сжиматься, или только расширяться. Для горячих странных звезд вес тепловой энергии и ненулевая плотность ($\sim 5.7 \cdot 10^{14}$ г/см³) при нулевом давлении играют принципиальное значение.

Ключевые слова: *горячие кварковые звезды; горячие странные звезды*

1. *Введение.* В рамках модели мешка MIT кварковой материи [1] в [2] определено уравнение состояния (EOS) горячего странного кваркового вещества (HSQH) с учетом рождения электрон-позитронных пар. Расчеты проведены в приближении:

1. нулевого значения константы кварк-глюонного взаимодействия ($\alpha_c = 0$),
2. параметр мешка B не зависит от концентрации кварков,
3. для тепловых поправок к плотности энергии и давлению кварков использованы асимптотические разложения соответствующих точных выражений идеального ферми-газа [3,4].

Энергия и давление электрон-позитронного газа вычислены на основе соответствующих точных выражений для ультрарелятивистского ферми-газа. В представленной работе с помощью этого уравнения состояния определены температурные зависимости интегральных параметров горячих изотермических странных звезд (HSS). Странными звездами (SS) называются небесные тела, имеющие звездные массы и целиком состоящие из странной кварковой материи [5]. Такие объекты могут существовать, если при нулевом давлении энергия связи кваркового вещества (энергия на один барионный заряд с вычетом массы нейтрона) отрицательна. Если же при этом данная энергия меньше, чем энергия связи бариона в ядре железа,

то это будет основным состоянием вещества. При положительном значении этой энергии кварковая материя может находиться в центральных областях нейтронных звезд. Неопределенности значений параметров феноменологической теории мешка MIT таковы, что дать однозначный ответ на вопрос, какой именно вариант реализуется в природе, невозможно. Обнаружение странных звезд или странных белых карликов внесет ясность в этот вопрос.

2. *Основные уравнения.* Равновесные состояния изотермических горячих странных звезд (HSS) определяются уравнением Толмена-Опенгеймера-Волкова (уравнение TOV), уравнением для накопленной в сфере с координатным радиусом r массы $m(r)$, уравнением поля для временной метрической компоненты $g_{00} = \exp(v)$ метрики Шварцшильда и условием изотермичности. Теплопроводность вырожденного вещества настолько высока, что HSS можно считать изотермическими. Для численного интегрирования этих уравнений с найденным в [2] EOS удобно в качестве независимой переменной брать давление P . Вышеупомянутые уравнения и условие изотермичности примут следующий вид:

$$\frac{dr}{dP} = -\frac{r^2}{Gm} \frac{c^2}{\varepsilon} \left(1 - \frac{2Gm}{rc^2}\right) / \left(1 + \frac{P}{\varepsilon}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{mc^2}\right), \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dP} = 4\pi r^2 \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{dr}{dP}, \quad (2)$$

$$\frac{dv}{dP} = -\frac{2}{\varepsilon + P}, \quad (3)$$

$$T e^{v/2} = \text{const}, \quad (4)$$

3. *Распределение температуры в HSS.* Из (4) следует, что температура T_c в центре звезды и температура $T(r)$ связаны соотношением

$$T(r) = T_c \exp((v_c - v(r))/2). \quad (5)$$

Центральное значение $v_c = v(0)$ можно определить только из условия сшивки внутреннего и внешнего решений уравнений поля на поверхности звезды. Однако для определения распределения температуры по (5) достаточно решить (3) с любым граничным условием в центре звезды, так как разность $v(r) - v_c$ тоже является решением (3) и не зависит от v_c .

Как показано в [2], вид уравнения состояния HSQM в принятом приближении меньше чем на ~4% отличается от вида

$$P = (\varepsilon - 4B)/3. \quad (6)$$

EOS (6) соответствует HSQM с дополнительным приближением $m_s = 0$ [6].

Для такого уравнения состояния (3) имеет простое решение. С помощью этого решения и условия изотермичности (4) температура и давление в любой точке звезды связаны соотношением

$$T(P) = T_c \left(\frac{P+B}{P_c+B} \right)^{1/4}, \quad (7)$$

где P_c - давление в центре звезды. Ниже все величины в центре звезды обозначены индексом c . В наших расчетах при интегрировании (1) и (2) для распределения температуры по звезде использована связь (7). Это оправдано тем, что относительное отклонение уравнения состояния HQSM $P = P(\epsilon, T)$ от (6), обусловленное только температурой, меньше одного процента [2].

4.1. *Результаты численных расчетов.* Как уже было сказано в первой части нашей работы [2], авторами работы [7] в приближении идеального ферми-газа, в рамках модели мешка MIT, определено уравнение состояния HQSM и построены серии изотермических странных звезд. Эти расчеты проведены как для независимой, так и для зависящей от концентрации кварков параметра мешка B . В [6] эта задача решена с дополнительным приближением: масса s кварка игнорирована. Результаты этих работ существенно отличаются.

Уравнения (1) и (2) с EOS из [2] и условиями в центре звезды

$$P = P_c, \quad m = 0, \quad T = T_c, \quad r = 0,$$

нами интегрированы численно. Масса M и радиус R странной звезды находятся из требования $P=0$ на поверхности:

$$M = m(P=0), \quad R = r(P=0).$$

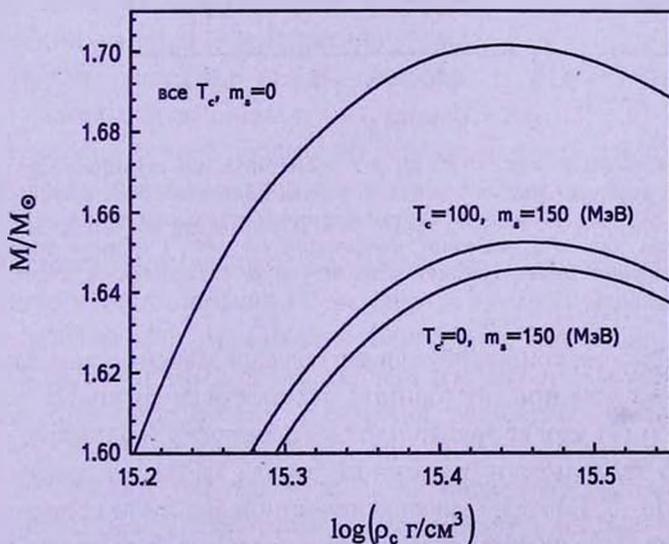


Рис.1. Зависимость масса-центральная плотность изотермических странных звезд для различных значений центральной температуры T_c и массы странного кварка m_s . В приближении $m_s = 0$ и холодные и горячие странные звезды лежат на одной и той же кривой [6].

Расчеты проведены для численных значений параметров теории мешка MIT

$$\alpha_c = 0, \quad m_s = 150 \text{ МэВ}, \quad B = 80 \text{ МэВ}/\Phi^3.$$

На рис.1 показана зависимость массы звезды от центральной плотности $\rho_c = \epsilon_c/c^2$ для холодных ($T_c = 0$) и изотермических $kT_c = 100$ МэВ странных звезд, т.е. кривые $M(\rho_c, T_c)$. Аналогичные серии для $kT_c < 100$ МэВ лежат между этими кривыми и не показаны из-за их близости. По этой же причине на рис.1 показана только узкая область максимальной массы. Как и следовало ожидать, если $T_{c2} > T_{c1}$, то $M(\rho_c, T_{c2}) > M(\rho_c, T_{c1})$. Отметим, что это соотношение в [7] противоположное, т.е. чем выше температура серии, тем ниже кривая $M(\rho_c, T)$. Такой результат нам кажется странным. На рис.2 показаны зависимости радиусов R холодных и горячих $kT_c = 100$ МэВ SS от массы звезды M . Серии $kT_c < 100$ МэВ лежат между этими

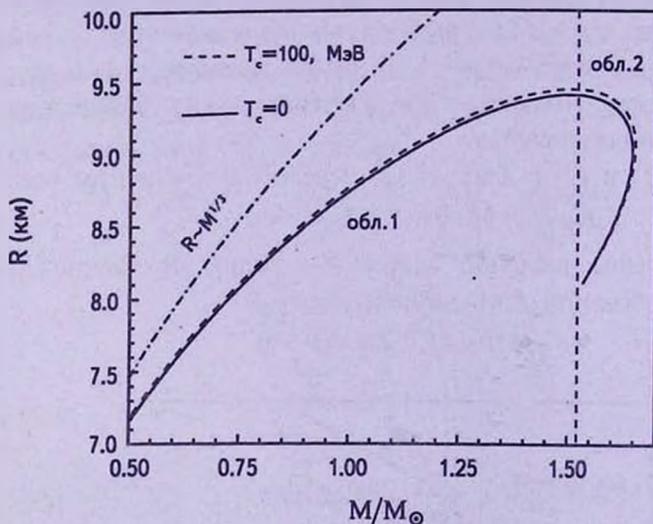


Рис.2. Зависимость радиус-масса ($R - M$) для изотермических странных звезд с EOS из [2]. Сплошная кривая и близкая к ней пунктирная кривая соответствуют холодным и горячим с $kT_c = 100$ МэВ SS сериям, соответственно. Приводится также зависимость радиуса SS от массы при "выключенной" гравитации ($R \sim M^{1/2}$) (кривая точка-тире). Вертикальная пунктирная линия отделяет области 1 и 2, объяснение в тексте.

кривыми. Близость этих кривых обусловлена слабой зависимостью давления HSQM от температуры при постоянной плотности энергии [2], так как в уравнения (1) и (2) входят только плотность энергии и давление. Этого нельзя сказать о зависимости барионного заряда звезды от центральной плотности $N = N(\rho_c, T_c)$, рис.3. При фиксированном значении концентрации кварков давление и плотность энергии сравнительно сильно зависят от температуры [2], поэтому центральная плотность HSS с данным барионным зарядом тоже сильно зависит от температуры.

При остывании HSS барионный заряд звезды не меняется, а масса

уменьшается из-за энергетических потерь. Временная зависимость параметров HSS определяется этими потерями. В первом приближении можно считать, что в ходе остывания HSS в каждый момент времени является изотермической. В начальной высокотемпературной стадии изотермичность может нарушаться из-за разных скоростей нейтринных потерь в разных слоях HSS. Когда эти потери уменьшаются, то это приближение становится хорошим.

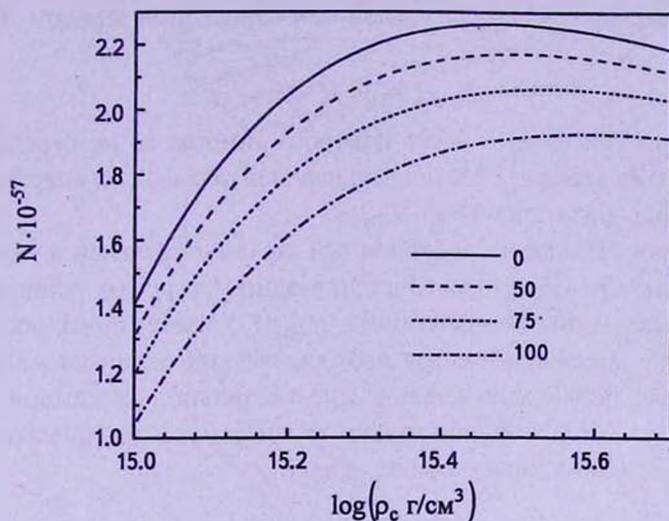


Рис.3. Зависимость барионного заряда N изотермических HSS от центральной плотности для $kT_c = \{0; 50; 75; 100\}$ МэВ.

4.2. Устойчивость HSS и выбор начального состояния.

Физический интерес представляют только устойчивые конфигурации. Известно, что холодные невращающиеся SS до первого максимума на кривой масса-центральная плотность $M = M(\rho_c, T_c = 0)$ устойчивы. На максимуме этой кривой происходит потеря устойчивости [4]. Этот критерий устойчивости для рассмотренных здесь серий недействителен.

Для избежания недоразумений внесем ясность в нашу терминологию. SS является изотермической, если температура в звезде распределена по (4). Серию изотермических HSS с одинаковыми центральными температурами назовем изотермической серией. Серию HSS с одинаковыми энтропиями S на барионный заряд назовем изоэнтропической серией.

Если при определении уравнения состояния численное значение температуры ограничено физическими приближениями (см[2]), то для HSS возникают физические ограничения на численные значения температуры звезды, связанные с требованием устойчивости системы.

Согласно статическому критерию стабильности [4], до первого максимума кривой $M = M(\rho_c, S = \text{const})$ конфигурации механически устойчивы. Построение таких серий HSS несложно, понадобится лишь несравненно

больше вычислительного времени, чем для построения изотермических серий HSS. В качестве границы устойчивости HSS в первом приближении примем максимумы изотермических серий.

Странная звезда не "бездонная бочка" для тепловой энергии. Температура звезды не может быть сколь угодно высокой. В противном случае она разрушится. Обозначим через $T_{N, \max}$ значение центральной температуры, при котором энергия связи HSS с заданным барионным зарядом N равна нулю

$$M(N, T_{N, \max}) - m_0 N = 0, \quad (8)$$

где M - масса звезды, а m_0 - масса нейтрона (иногда за m_0 берется $1/56$ часть массы атома железа). Максимальная центральная температура не может быть выше этого значения $T_{N, \max}$.

Таким образом, на плоскости барионный заряд-центральная температура область устойчивости HSS определяется, с одной стороны, условием (8), а с другой, максимальными значениями $N_{\max}(T_c)$ изотермических серий. Отметим, что на максимуме массы изотермической серии $M = M(\rho_c, T_c)$ барионный заряд почти максимален. Следовательно, на каждой серии $M = M(\rho_c, T_c)$ в целом устойчивы только те конфигурации до максимума этой кривой, которые удовлетворяют условию

$$T_c \leq T_{N, \max}. \quad (9)$$

Чем выше температура T_c данной серии, тем короче устойчивая часть этой серии. Для наших выбранных значений параметров B , m и α_c при значении $T_c = 90$ МэВ эта область сужается почти в точку. В рамках уравнения состояния из [2] изотермические HSS с $T_c > 90$ МэВ не существуют. На рис.1, рис.2 и рис.3 данные для $kT_c = 100$ МэВ приводятся только для демонстрации близости изотермических серий HSS. В действительности, допустимая область изменения центральных значений плотности и температуры, в силу вышесказанного, гораздо уже, чем область между кривыми $M(\rho_c, T_c = 0)$ и $M(\rho_c, T_c = 100 \text{ МэВ})$ на рис.1.

Не рассматривая временные зависимости интегральных параметров HSS, определим последовательность равновесных состояний, через которые проходит звезда при остывании. В роли независимой переменной, определяющей эти состояния, выберем центральную температуру T_c . При изменении времени t от значения $t=0$ до бесконечности, T_c монотонно убывает от начального значения до нуля. В качестве значения начальной центральной температуры T_{c0} горячей странной звезды с заданным барионным зарядом N выберем максимальное значение, которое диктуется вышеупомянутыми условиями.

4.3. *Траектории HSS на поверхности $R = R(N, T_c)$ при остывании.* На рис.4 в пространстве барионный заряд, центральная температура,

радиус (N, T_c, R) показана поверхность $R = R(N, T_c)$ в целом устойчивых HSS. На этой поверхности показаны зависимости $R = R(N, T_c = \text{const})$, параллельные

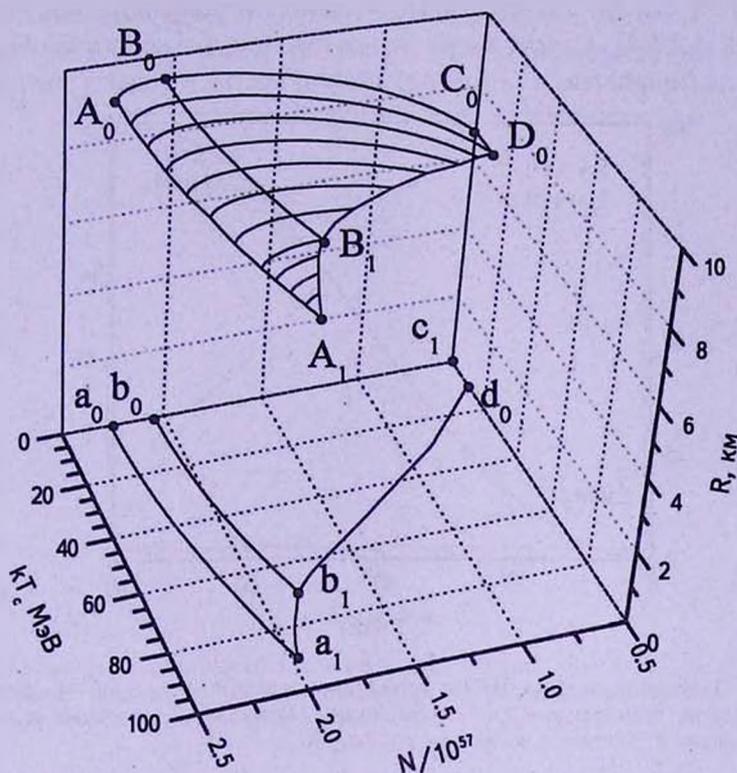


Рис.4. Зависимость радиуса изотермических HSS от барионного заряда N и центральной температуры T_c . Показана только область устойчивых звезд. Объяснения в тексте.

кривые, а также кривая B_0B_1 , на которой расположены максимальные радиусы этих серий. Граница A_0A_1 , соответствует максимумам масс HSS, а $A_1B_1D_0$ определяется условием из (8). Проекции этих кривых на плоскости (T_c, N) являются b_0b_1 , a_0a_1 и $a_1b_1d_0$. Сечение поверхности $R = R(N, T_c)$ с плоскостью $N = \text{const}$ является траекторией HSS на этой поверхности при ее остывании. Из рис.2 видно, что значения максимальных радиусов $R_{\text{max}}(T_c)$ всех изотермических серий очень близки. Чтобы выяснить характер изменения радиуса R при остывании HSS, примем все R_{max} одинаковыми. Обозначим барионные заряды SS в точках B_1 и B_0 , соответственно, N_{B_1} и N_{B_0} . Если барионный заряд $N \leq N_{B_1}$, то траектория этой звезды на поверхности $R = R(N, T_c)$ не пересекает кривую максимумов B_0B_1 . При остывании такие звезды только сжимаются. Если $N > N_{B_0}$, то траектории таких HSS тоже не пересекают кривую B_0B_1 , однако они только расширяются. По другому ведут себя HSS, для которых $N_{B_1} < N < N_{B_0}$. Траектории этих звезд пересекают

кривую максимумов B_0B_1 . До пересечения HSS расширяются, а после пересечения - сжимаются. На рис.5-7 приводятся зависимости радиусов HSS от центральной температуры для значений барионного заряда $N = \{0.65; 1.9; 2.1\} \cdot 10^{57}$. В начальный момент эти конфигурации находятся на кривой $A_0A_1B_1D_0$. Первая звезда при остывании только сжимается, вторая - вначале расширяется, а потом сжимается, третья - только расширяется.

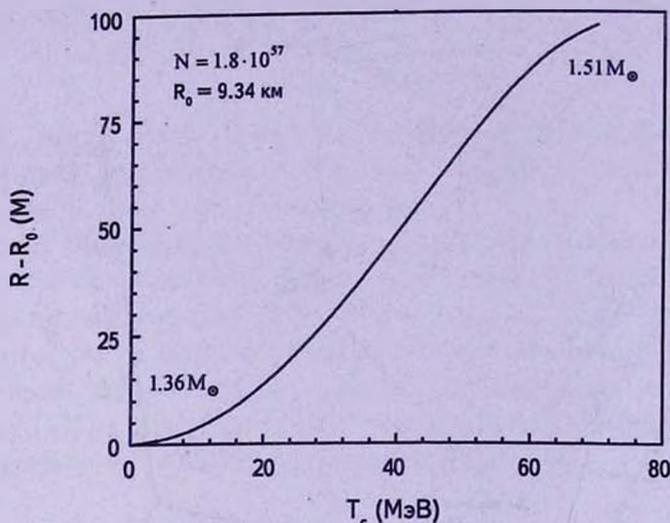


Рис.5. Изменение радиуса HSS с барионным зарядом $N = 1.8 \cdot 10^{57}$ в зависимости от центральной температуры при ее остывании. Приведены начальные и конечные значения массы и радиуса в холодном состоянии.

Аналогичные результаты нами получены и в приближении $m_1 = 0$ [6]. Там же дано объяснение такого поведения радиуса HSS при остывании. Физическая суть этого явления такова. Зависимость радиус-масса странных звезд сильно отличается от зависимостей радиус-масса белых карликов (WD) и нейтронных звезд (NS). Если к устойчивому WD или NS добавить вещество (неважно какое), то они сжимаются. Такое поведение радиуса имеется только у массивных SS. Самосвязанная холодная странная кварковая материя (SQM) при нулевом давлении ($P=0$) имеет плотность $\rho_0 \approx 4B/c^2 = 5.7 \cdot 10^{14}$ г/см³ (см. (22) [2]). Для малых масс, $R \sim M^{1/3}$, так как силы гравитации слабы для существенного сжатия SQM. На рис.2 эта зависимость показана пунктирной кривой. С увеличением массы SS гравитационные силы растут и радиус SS растет все медленнее и медленнее, чем $R \sim M^{1/3}$. Для масс $M \geq 1.52 M_\odot$ гравитация уже настолько сильна, что восстанавливается нормальный ход $R(M)$. Именно этим отличием SS от WD и NS объясняется такое странное поведение радиуса странной звезды при ее остывании. Для HSS с малыми массами $R \sim (N/n_0)^{1/3}$, где n_0 - концентрация барионного заряда при $P=0$. Так как при остывании SS n_0 растет [2], следовательно

радиус такой звезды только уменьшается, рис.5. Этому случаю соответствуют траектории $N \leq N_{B1} = 1.83 \cdot 10^{57}$ на поверхности $R = R(N, T_c)$ рис.4. Такие HSS находятся в первой области на рис.2.

Если барионный заряд $N > N_{B1}$ и температура такова, что звезда находится во второй области кривой $R - M$ (рис.2), то при остывании она начинает

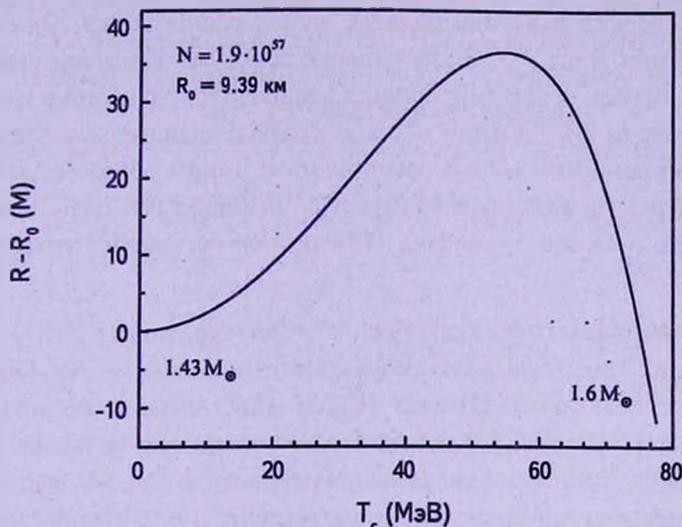


Рис.6. Изменение радиуса HSS с барионным зарядом $N = 1.9 \cdot 10^{57}$ в зависимости от центральной температуры при ее остывании. Приведены начальные и конечные значения массы и радиуса в холодном состоянии.

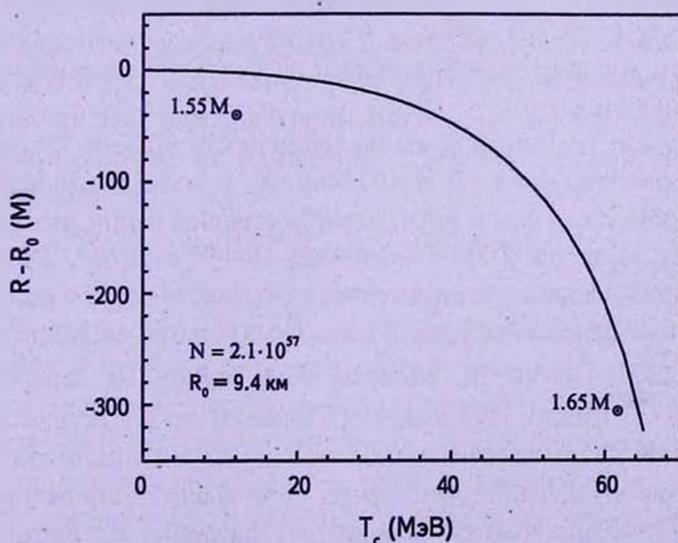


Рис.7. Изменение радиуса HSS с барионным зарядом $N = 2.1 \cdot 10^{57}$ в зависимости от центральной температуры при ее остывании. Приведены начальные и конечные значения массы и радиуса в холодном состоянии.

расширяться. Если эта звезда после остывания останется в области 2 на рис.2, т.е. ее траектория не пересекает кривую B_0B_1 , то она только расширяется, рис.7. В противном случае после пересечения ее траектории с кривой B_0B_1 , когда звезда переходит из области 1 в область 2 (см. рис.2), начинает сжиматься, рис.6. На первый взгляд странно, что при уменьшении давления в звезде (с уменьшением температуры при постоянной концентрации кварков давление падает), звезда расширяется. Однако в отличие от обычных звезд у HSS уменьшение массы из-за потери энергии при остывании играет решающую роль. Ослабление гравитации HSS из области 2 рис.2, из-за уменьшения массы настолько значительно, что даже при уменьшении давления звезды расширяются. Таким образом для HSS вес тепловой энергии в этой области играет доминирующую роль. Выводы в [6] о характере изменения радиуса HSS при ее остывании сохраняют силу.

5. *Сравнение наших результатов с результатами [7].* Как уже было сказано, между нашими результатами и результатами [7] есть принципиальные отличия. В [7] EOS HSQM определена тоже в рамках модели мешка MIT. Значения массы странного кварка у нас и в [7] одинаковы, $m_s = 150$ МэВ. Сравнивая наши результаты с результатами [7] для $B = \text{const}$, замечаем следующие основные отличия. В противоположность нашим результатам:

1. зависимости массы и радиуса изотермических HSS от центральной плотности в [7] существенным образом зависят от температуры,
2. кривые масса-центральная плотность изотермических HSS лежат тем ниже, чем выше температура серии,
3. параметры холодных конфигураций, рассчитанные нами и в [7], значительно отличаются.

Объяснить все это тем, что условие изотермичности у нас и $T = \text{const}$ в [7] отличаются, или тем, что в [7] $B = 90$ МэВ/ Φ^3 , а у нас $B = 80$ МэВ/ Φ^3 невозможно. Чтобы убедиться в этом, нами построены серии изотермических странных звезд по EOS с значением $B = 90$ МэВ/ Φ^3 . Расчеты проведены как для условия изотермичности (4), так и для $T = \text{const}$ по всей звезде. Данные для конфигураций с максимальными массами серий $kT_c = \{0; 30; 70; 80\}$ МэВ (массы M , радиусы R и барионные заряды N) приведены в табл.1. Видно, что вышеуказанные различия остаются.

В [7] приводится только зависимость давления от концентрации кварков. Как и должно быть, давление тем выше, чем выше температура. К сожалению, в [7] не приводится зависимость давления от плотности энергии для различных значений температуры HSQM. Выявить источник вышеуказанных различий между нашими результатами и результатами [7]

Таблица 1

МАССЫ, БАРИОННЫЕ ЗАРЯДЫ И РАДИУСЫ ИЗОТЕРМИЧЕСКИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗД С МАКСИМАЛЬНЫМИ МАССАМИ ДЛЯ ТРЕХ ВАРИАНТОВ: А И В НАШИ РЕЗУЛЬТАТЫ С УСЛОВИЕМ ИЗОТЕРМИЧНОСТИ (4) И $T = \text{const}$, СООТВЕТСТВЕННО, С -РЕЗУЛЬТАТЫ [7] (данные по барионным зарядам в [7] отсутствуют). УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ HSQM ОПРЕДЕЛЕНО ДЛЯ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ МЕШКА MIT $\alpha_c = 0$, $m_s = 150 \text{ МэВ}$ и $B = 90 \text{ МэВ}/\Phi^3$

kT_e МэВ	А			В			С	
	M/M_\odot	$N \cdot 10^{-57}$	R км	M/M_\odot	$N \cdot 10^{-57}$	R км	M/M_\odot	R км
0	1.5549	2.086	8.522	1.5549	2.086	8.522	1.354	7.698
30	1.5555	2.056	8.524	1.5559	2.017	8.527	1.228	7.073
70	1.5577	1.926	8.536	1.5599	1.727	8.549	1.101	6.416
80	1.5585	1.878	8.541	1.5614	1.6261	8.558	1.039	6.142

было бы легко при наличии таких данных. Физическое обоснование наших результатов нами сделано, тогда как подобное обоснование своих результатов авторами [7] не дано. Если несовпадение данных для холодных конфигураций, хотя и с трудом, можно объяснить приближениями расчета, то сделать это для горячих звезд принципиально невозможно.

6. *Запасы энергии горячих странных звезд.* Независимо от того, за счет каких процессов горячая странная звезда теряет энергию, ее масса будет уменьшаться. Как было показано в разделе 4.1, максимальная масса HSS с заданным барионным зарядом N ограничена или условием связанности (8), или значением максимума кривой масса-центральная плотность. Изменение массы при полном остывании HSS и есть весь запас ее энергии.

$$\epsilon = [M(N, T_{N, \max}) - M(N, T = 0)]c^2. \quad (10)$$

Эта энергия обусловлена изменениями термодинамической и гравитационной энергий звезды. Тепловые запасы HSS с $N = \{0.65; 1.9; 2.1\} \cdot 10^{57}$ составляют $2.65 \cdot 10^{53}$, $3 \cdot 10^{53}$ и $1.8 \cdot 10^{53}$ эрг., соответственно. Огромная часть этой энергии унесет нейтрино. Временная зависимость процесса остывания будет определяться нейтринными потерями, испусканием электрон-позитронных пар и тормозным излучением электрона на электроне у поверхности SS [8]. Тепловое излучение с поверхности HSS будет наблюдаться только до понижения поверхностной температуры $kT \approx \hbar \omega_{pe} \approx 20 \text{ МэВ}$ [9].

7. *Критические замечания.* О модельности характера EOS HSQM

уже сказано. Следы этой модельности будут отслеживаться и в результатах нашей работы. Вопросы самосвязанности HSQM и фазового перехода в обычное ядерное вещество не затронуты. Условие связанности системы в форме (8), (9) относится ко всей звезде и является более жестким, чем условие связанности отдельных поверхностных кусков HSQM. Эти вопросы тема отдельных исследований. Однако с уверенностью можно сказать, что закономерности, найденные в настоящей работе для самосвязанной HSQM и HSS, останутся в силе и для уточненных уравнений состояния.

8. Заключение. Зависимости масса-центральная плотность вещества (энергии) и радиус-масса горячих изотермических странных звезд слабо зависят от температуры. Странные звезды при остывании могут как сжиматься, так и расширяться. Это зависит от барионного заряда и начальной температуры звезды. В зависимости от численных значений этих параметров, при остывании звезды процесс расширения может перейти в сжатие. Вышеуказанные свойства странных звезд обусловлены самосвязанностью кварковой материи и весом тепловой энергии.

Теоретически допустимые максимальные значения массы M_{\max} холодных и горячих странных звезд почти не отличаются (рис.1, табл.1). Следовательно, если голые холодные странные звезды это остывшие HSS, которые образовались при взрыве сверхновой, то их действительная максимальная масса меньше M_{\max} . Согласно рис.7, разница может достигать до 6%.

Авторы выражают благодарность участникам семинара кафедры теории волновых процессов и семинара теоретической физики ЕГУ за обсуждение результатов.

Ереванский государственный университет,
Армения. e-mail: gevorg.hajyan@gmail.com

HOT STRANGE STARS II. NUMERICAL RESULTS AND DISCUSION

G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

The equilibrium states of hot strange stars has been studied. The equation of state of hot strange quark matter is determined based on the bag model MIT. It is shown that the dependencies mass-central density and radius-mass of hot strange stars is weakly depended on the central temperature T in the region $0 < T < 100$ Mev. In contrast to this, the mass of the strange star with a fixed

baryonic charge decreases significantly with the decrease in temperature. The strange stars with a baryonic charge $N < 1.83 \cdot 10^{57}$ during cooling only shrink. If $N > 2.02 \cdot 10^{57}$ they only expand. In case $1.83 \cdot 10^{57} < N < 2.02 \cdot 10^{57}$ depending on the initial temperature the strange stars at the beginning of cooling may first expand and then shrink, or shrink only. For hot strange stars the weight of the thermal energy and non-zero density of quark matter at zero pressure are of fundamental significance.

Key words: *hot quark stars: hot strange stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Wiesskopf*, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
2. *G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan*, Astrophysics, 57, 601, 2014.
3. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Статистическая физика, М., "Наука", 1964.
4. *Г.С.Бисноватый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, М., Наука, 1989.
5. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
6. *A.G.Alaverdyan, G.S.Hajyan*, Journal of Physics: Conference Series, 496, 1, 2014.
7. *G.H.Bordbar, A.Poostforush, A.Zamani*, Astrophysics, 54, 277, 2011. (arXiv: 1103.2436v1).
8. *V.Usov*, Astrophys. J., 550, L179, arXiv:astro-ph/0103361 v1, 2001.
9. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., 310, 261, 1986.

ВИХРИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГРАВИТИРУЮЩЕМ ГАЗОВОМ ДИСКЕ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 13 ноября 2014

Принята к печати 5 декабря 2014

Исследованы линейные и нелинейные вихревые возмущения гравитирующего газового диска в геострофическом и пост-геострофическом приближениях. Исследованы структуры уединенных монополярных и дипольных вихрей (модон) - решений полученных уравнений. Получены два типа распределения массы в дипольном вихре. Первый тип модона характеризуется антисимметрично расположенным одним круглым уплотнением и одной разреженностью. Второй тип характеризуется антисимметрично расположенными двумя уплотнениями и двумя разреженностями, причем вторая пара уплотнение-разреженность является серповидной. Контуры постоянной плотности дипольного вихря в легком газовом диске совпадают с линиями тока вихря; в самогравитирующем диске контуры постоянной плотности в вихре не совпадают с линиями тока. Обсужден вопрос возможных проявлений монополярных и дипольных вихрей в астрофизических объектах.

Ключевые слова: *вихрь; монополь; диполь; структура; гравитирующий диск*

1. *Введение.* Нелинейные уравнения, описывающие динамику двумерных вихрей, очень важны в физике океана и атмосферы, в плазменной физике и в астрофизике. Все эти вихревые структуры описываются нелинейными уравнениями одного и того же типа. В гидродинамике это известное уравнение [1]

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-\Delta)\psi - v_0 \frac{\partial \psi}{\partial y} - (\mathbf{e}_z \times \nabla \psi) \nabla \Delta \psi, \quad (1)$$

описывающее нелинейные волны Россби в атмосфере [2] и дрейфовые нелинейные волны в плазме [3]. Здесь $\psi(x, y, z)$ - функция тока, связанная со скоростью соотношением $\mathbf{v} = \mathbf{e}_z \times \nabla \psi$. В случае плазмы ψ - также электростатический потенциал; постоянная v_0 определяется градиентом плотности равновесного состояния.

Точное решение этого уравнения, описывая стационарный уединенный дипольный вихрь (модон), движущегося вдоль оси Y на вращающейся мелкой воде было получено в работе [4]. Тот же самый вид решения позже был получен большим количеством подобных уравнений [5-10]. Более сложные вихревые структуры были исследованы различными авторами численными методами и лабораторными экспериментами [11-18].

Равновесие астрофизических дисков обеспечивается полем тяготения

(внешним или собственным). Нелинейные вихревые возмущения однородно-вращающейся гравитирующей массы с баротропным уравнением состояния были рассмотрены в работе [9]. В предельных случаях коротковолновых (намного меньших длины волны Джинса - $\lambda \ll \lambda_J$) и длинноволновых $\lambda \gg \lambda_J$ возмущений, полученные в [9] нелинейные уравнения переходят в уравнение [1].

В данной работе рассмотрены линейные и нелинейные уравнения возмущений гравитирующего газового диска с дифференциальным вращением в геострофическом и пост-геострофическом приближениях. Получены и исследованы структуры уединенных монополярных и дипольных вихрей в случае слабо дифференциального или однородного вращения. Исследована форма искажения распределения массы в вихревых областях диска. Получены два типа распределения массы в модоне. В частности показано, что контуры постоянной плотности совпадают с линиями тока дипольного вихря в случае коротковолновых возмущений, но не совпадают в длинноволновом пределе.

2. Модель и основные уравнения линейных возмущений.

Рассмотрим гравитирующий газовый диск объемной плотности массы $\rho(r)$, вращающийся с угловой скоростью $\Omega(r)$ вокруг оси Z . Исследуем двумерные возмущения в плоскости диска, пренебрегая его вертикальной структурой, представляя любую возмущенную функцию f как $f \rightarrow f_0(r) + f(r, \varphi, t)$, где $f_0(r)$ описывает равновесное состояние, а $f(r, \varphi, t)$ - малое, но конечное возмущение.

Предполагаем возмущения изоэнтропийными, то есть $S = \text{const}$, и поэтому энтальпия $H(S, P) = H(P)$, где P - давление и

$$dH = \rho^{-1} dP = c_s^2 \rho^{-1} d\rho, \quad (2)$$

где c_s - скорость звука. Очевидно, (2) представляет уравнение состояния газа в диске.

Во вращающейся с угловой скоростью $\Omega_0 \equiv \Omega(r_0)$ (см. рис.1) цилиндри-

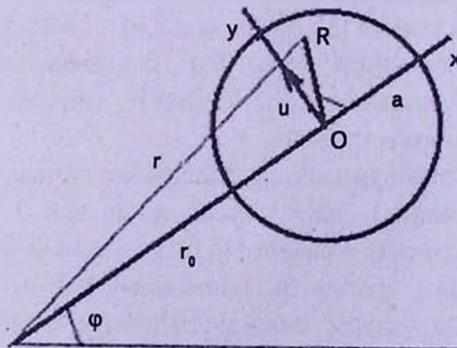


Рис.1. Локальная система координат.

ческой системе координат возмущенное состояние диска описывается двумерными гидродинамическими уравнениями¹:

$$d\mathbf{v}/dt + 2\Omega_0 \mathbf{e}_z \times \mathbf{v} + \mathbf{e}_\varphi v_r r \Omega' + \nabla \Phi = 0, \quad (3)$$

$$d\rho/dt + \rho \nabla \mathbf{v} = 0, \quad (4)$$

где полная скорость была представлена в виде

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{v}, \quad \mathbf{V}_0 \equiv \mathbf{e}_\varphi (\Omega - \Omega_0) r, \quad (2')$$

Φ - сумма возмущений гравитационного потенциала U и энтальпии

$$\Phi \equiv U + H, \quad (5)$$

$$d/dt = \partial/\partial t + V_0 \partial/r \partial\varphi + \mathbf{v} \nabla; \quad (6)$$

и уравнением Пуассона

$$\Delta U = 4\pi G \rho. \quad (7)$$

В равновесном состоянии диск осесимметричен и не имеет радиального потока. В уравнении (3) использовались обозначение (5) и условие радиального равновесия диска:

$$\Omega^2 r = d\Phi_0/dr. \quad (8)$$

С учетом (2) уравнение непрерывности (4) можно переписать на языке энтальпии

$$dH/dt + c_s^2 \nabla \mathbf{v} = 0. \quad (9)$$

Действуя оператором rot на уравнение (3), а затем, комбинируя полученное с уравнением непрерывности, после несложных преобразований получим

$$d/dt \{ [\text{rot}_z \mathbf{v} + 2\Omega + r \Omega'] / \rho \} = 0. \quad (10)$$

Аналогичная формула для вихревых возмущений бесстолкновительного легкого звездного диска была получена в работе [19], однако, из-за анизотропии давления правая часть в ней отлична от нуля. Выражение в фигурных скобках в уравнении (10) называется обобщенной завихренностью. Полученное уравнение показывает, что для двумерных изоэнтропийных возмущений обобщенная завихренность сохраняется вдоль линий тока. Так что для стационарных возмущений обобщенная завихренность является функцией тока ψ :

$$(\text{rot}_z \mathbf{v} + 2\Omega + r \Omega') / \rho = B(\psi). \quad (11)$$

Авторами работы [20] была показана невозможность получения локализованного вихря с помощью линейной функции $B(\psi)$ при дифференциальном вращении. В работе [19] соответствующим выбором $B(\psi)$ в виде квадратичной функции (в изотропном случае в рамках геострофического

¹ Здесь и далее штрих обозначает дифференцирование равновесных параметров диска по радиальной координате r .

приближения) был получен стационарный монополюсный локализованный не дрейфующий вихрь в дифференциально вращающемся звездном диске с немонотонной кривой вращения.

В однородно вращающемся ($\Omega = \text{const}$) гравитирующем диске не дрейфующие стационарные вихревые решения можно получить и без конкретизации функции $B(\psi)$, так как при этом (11) можно представить в виде якобиана: $J\{\psi, (\text{rot}_z v + 2\Omega)/\rho\} = 0$, которому удовлетворяют произвольные циркулярно-симметричные вихревые возмущения вокруг точки O .

3. *Вихри в геострофическом приближении.* В этом приближении предполагается, что в диске градиентная сила давления уравнивается силами Кориолиса и гравитации. Это соответствует пренебрежению инерционного члена dv/dt в уравнении движения (3): $d/\Omega dt \ll 1$, откуда получаем для возмущенной геострофической скорости формулу

$$v_{\Gamma} = (1/2\Omega_0) e_z \times \nabla \Phi. \quad (12)$$

С учетом последнего, уравнение (11) принимает вид

$$(1/2\Omega_0 \rho) \Delta \Phi + (2\Omega + r\Omega'_0)/\rho = B(\psi). \quad (13)$$

Дальнейший анализ в этом разделе мы проведем локально, введением сначала декартовой системы координат (x, y) таким образом, что (рис.1)

$$\partial/\partial x = \partial/\partial r, \quad \partial/\partial y = \partial/r \partial \phi, \quad (14)$$

и будем исследовать вихревые возмущения вокруг точки O в линейном по амплитуде возмущений приближении.

В рассматриваемом случае функция тока $\psi(x, y)$ возмущенной скорости (12) выражается через возмущения Φ простым соотношением

$$\psi = \Phi/2\Omega_0. \quad (15)$$

Представим вокруг точки O функции $\rho(x)$ и $\Omega(x)$ в виде

$$\rho(x) = \rho(r_0) + x\rho'_0 + \rho(x, y); \quad \Omega(x) = \Omega_0 + x\Omega'_0. \quad (16)$$

При этом $V_0 = (\Omega - \Omega_0)r \approx r_0 \Omega'_0 x$.

Связь возмущений плотности и энтальпии в линейном приближении получаем из (2):

$$\rho(x, y) = \rho_0 H(x, y)/c_s^2, \quad (17)$$

тогда уравнение (13) с точностью до постоянных слагаемых, представится в виде

$$B(\psi) = \rho_0^{-1} \left\{ \Delta \psi - \kappa_0^2 k_R^2 H/2\Omega_0 \Omega_0^2 + x\beta \right\}, \quad (18)$$

где $k_R = \Omega_0/c_s$ - длина волн Россби, $\kappa_0^2 = 2\Omega_0(2\Omega_0 + r_0 \Omega'_0)$ - квадрат эпициклической частоты, а

$$\beta \equiv 3\Omega'_0 - \kappa_0^2 \rho'_0/2\Omega_0 \rho_0. \quad (19)$$

Если же учесть связь возмущений плотности с возмущениями гравита-

ционного потенциала с помощью уравнения Пуассона

$$\rho(x, y) = \Delta U(x, y) / 4\pi G, \quad (17')$$

то вместо (18) получим уравнение

$$B(\psi) = \rho_0^{-1} \left\{ \Delta \psi - \kappa_0^2 \Delta U / 2\Omega_0 \omega_J^2 + x\beta \right\}, \quad (18')$$

где $\omega_J^2 = 4\pi G \rho_0$ - квадрат частоты джинсовой волны.

Порядок величины отношения возмущений $|H/U|$ можно оценить, пользуясь определением $c_s^2 = (dP_0/d\rho_0)$, и соотношением $|\Delta\Phi| = k^2 \Phi$, где k - волновое число возмущений:

$$|H/U| \approx k^2 c_s^2 / \omega_J^2 = k^2 / k_J^2, \quad (20)$$

$k_J = \omega_J / c_s$ - волновое число Джинса. Из (20) видно, что случай $|H| \gg |U|$ соответствует мелкомасштабным возмущениям: $k^2 / k_J^2 \gg 1$, или $\lambda \ll \lambda_J$. В этом случае $\psi = H / 2\Omega_0 \equiv h$, и уравнение (18) принимает вид

$$B(h) = \rho_0^{-1} \left\{ \Delta h - \left(\kappa_0^2 k_R^2 / \Omega_0^2 \right) h + x\beta \right\}. \quad (21)$$

Предел $|H| \ll |U|$ соответствует крупномасштабным возмущениям: $\lambda \gg \lambda_J$. Тогда $\psi = U / 2\Omega_0 \equiv \phi$ и уравнение (18') переходит в

$$B(\phi) = \rho_0^{-1} \left\{ \left(1 - \kappa_0^2 / \omega_J^2 \right) \Delta \phi + x\beta \right\}. \quad (21')$$

Теперь подбором функции B можно исследовать стационарные вихревые решения уравнений (21) и (21').

Здесь мы рассмотрим наиболее простой случай однородного по плотности, однородно вращающегося диска: $\beta = 0$, $\kappa_0^2 = 4\Omega_0^2$, когда обобщенная завихренность постоянна и равна $\Gamma / \rho_0 \pi a^2$, где Γ - циркуляция скорости. Будем считать, что циркуляция скорости Γ отлична от нуля лишь в круге с радиусом a ($\ll r_0$) вокруг точки O . Вводя теперь полярные координаты (R, θ) : $x = R \cos \theta$, $y = R \sin \theta$ (рис.1), мы можем уравнение для коротковолновых возмущений (21) переписать в форме

$$\Delta h - 4k_R^2 = \begin{cases} \Gamma / \pi a^2, & R \leq a \\ 0, & R \geq a. \end{cases} \quad (22)$$

Эти уравнения дают циркулярно-симметричное решение для относительной возмущенной плотности массы в виде

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\Gamma}{\pi a c_s} \begin{cases} 1 - \frac{K_1(s) I_0(sR/a)}{K_1(s) I_0(s) + I_1(s) K_0(s)}, & R \leq a \\ \frac{I_1(s) K_0(sR/a)}{K_1(s) I_0(s) + I_1(s) K_0(s)}, & R \geq a \end{cases} \quad (23)$$

где $s = 2ak_R$, которому соответствует следующее поле возмущенной скорости

$$v_{\theta} = \frac{\Gamma}{\pi a s} \begin{cases} \frac{K_1(s)I_1(sR/a)}{K_1(s)I_0(s) + I_1(s)K_0(s)}, & R \leq a \\ \frac{I_1(s)K_1(sR/a)}{K_1(s)I_0(s) + I_1(s)K_0(s)}, & R \geq a \end{cases} \quad (23')$$

Здесь следует обратить внимание на то, что вихри с положительной и отрицательной циркуляцией скорости Γ обладают разными свойствами. Вихрь с положительной циркуляцией характеризуется пониженным давлением, и вещество в нем является разреженным. Вихрь же с отрицательной циркуляцией вещества имеет повышенное давление, и представляет собой относительно плотное образование с положительной избыточной плотностью массы вещества.

Для иллюстрации полученного результата воспользуемся тем, что волновое число волн Россби обычно имеет порядок обратной величины толщины диска. Считая, что размеры вихря порядка толщины диска, получим для аргумента функций Бесселя оценку $s = 2ak_R \approx 12$. На рис.2 представлено 3D изображение относительной плотности возмущений в монополярном вихре, занимающего область $0 \leq R/a \leq 1.35$ диска, для значения аргумента $s = 12$. Этот вихрь представляет либо ретроградно-циркулирующее вокруг точки O сгущение в случае $\Gamma < 0$ (рис.2b), либо проградно-циркулирующую разреженность - в случае $\Gamma > 0$ (рис.2a). Чем больше размер вихря a , тем круче спадает возмущение плотности в области $R > a$. Например, при $s = 10$ возмущение исчезает на расстоянии $R = 1.5a$, в то время как при $s = 20$ размер вихря составляет всего лишь $R = 1.25a$. При стремлении размеров вихря к нулю, получаем простейший классический случай точечного вихря.

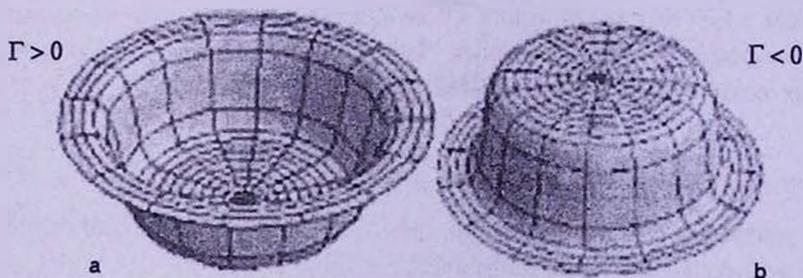


Рис.2. 3D картина относительной возмущенной плотности массы в вихре в области $0 \leq R/a < 1.4$ при $2ak_R = 20$.

Для крупномасштабных возмущений в рассматриваемом случае получается профиль скорости вихря Рэнкина [21]:

$$v = \frac{\Gamma}{2\pi\gamma a} \begin{cases} R/a, & R \leq a \\ a/R, & R \geq a. \end{cases} \quad (24')$$

где $\gamma \equiv 1 - \Omega^2 / \pi G \rho_0$.

Очевидно, в области $R \leq a$ возмущение плотности однородно и, в зависимости от знака циркуляции Γ , может быть как положительным, так и отрицательным. В области $R > a$ возмущение плотности отсутствует, поэтому вихрь от диска разделен тонким переходным слоем, размером $\delta R \ll a$, где плотность массы имеет резкое соответствующее изменение (рис.2с).

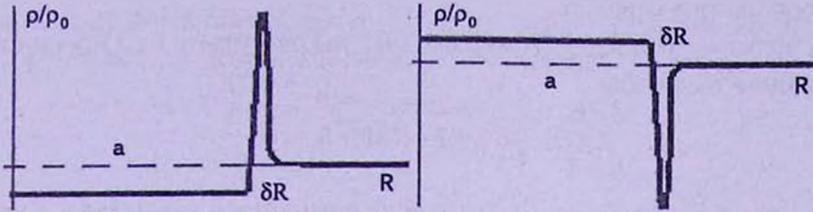


Рис.2с. Распределение плотности в крупномасштабном вихре.

Вопрос эволюции полученных вихрей представляет отдельный интерес, который станет предметом другой работы.

4. *Нелинейные возмущения однородно вращающегося диска в пост-геострофическом приближении.* В этом разделе мы получим нелинейное уравнение возмущений, учитывая инерционный член в уравнении движения (3) для однородно вращающегося диска. С этой целью умножим векторно уравнение (3) на единичный вектор e_z и полученное уравнение представим в виде

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_\Gamma + \mathbf{v}_I, \tag{25}$$

где первый член представляет геострофическую скорость (12), а второй - инерционную часть скорости

$$\mathbf{v}_I \equiv (1/2\Omega_0) \mathbf{e}_z \times d\mathbf{v}/dt. \tag{26}$$

Подставляя (25) в (26) и в приближении $d/\Omega dt \ll 1$ - медленно меняющихся возмущений, опуская член $\mathbf{v}_I \nabla$ в выражении d/dt , получаем:

$$\mathbf{v}_I = (1/4\Omega_0^2) \mathbf{e}_z \times d[\mathbf{e}_z \times \nabla \Phi] dt. \tag{26'}$$

Теперь, используя выражения (12) и (26') находим

$$\nabla \mathbf{v}_\Gamma = 0, \tag{27}$$

$$\nabla \mathbf{v}_I = -(1/4\Omega_0^2) L \Delta \Phi, \tag{28}$$

где

$$L \equiv \partial/\partial t + (1/2\Omega_0)(\nabla \Phi \times \nabla)_z. \tag{29}$$

Уравнение непрерывности теперь принимает форму

$$d(\rho + \rho_0)/dt + (\rho + \rho_0) \nabla \mathbf{v}_I = 0, \tag{30}$$

или, используя (7), (13) и (14), мы имеем

$$L\rho - (\rho_0/4\Omega_0^2)L\Delta\Phi. \quad (31)$$

Здесь мы сохранили члены, которые являются второго порядка по возмущенной амплитуде, и пренебрегли члены высшего порядка. В (16) член

$$(\rho_0/4\Omega_0^2)L\Delta\Phi \approx O(\rho^2 d\rho^3/\Omega_0 dt) \ll O(\rho^2), \quad (32)$$

поэтому мы опустили его.

Используя уравнение Пуассона (9), мы получаем из (16) основное нелинейное уравнение

$$L\Delta U - \frac{1}{2}\alpha L\Delta\Phi - \beta\partial\Phi/r\partial\varphi = 0, \quad (33)$$

где

$$\alpha \equiv \omega_j^2/2\Omega_0^2; \quad \alpha' \equiv d\alpha/dr; \quad \beta = \alpha'\Omega_0; \quad \omega_j^2 \equiv 4\pi G\rho_0. \quad (34)$$

Учитывая оценку (20), для мелкомасштабных возмущений $\lambda \ll \lambda_j$, уравнение (33) принимает форму

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2\Omega_0}(\nabla H \times \nabla)_z\right)\Delta H + \frac{2\beta}{\alpha} \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0. \quad (35)$$

Наоборот, предел $|H| \ll |\Phi|$ соответствует крупномасштабным возмущениям: $\lambda \gg \lambda_j$, и уравнение (33) переходит в

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{2\Omega_0}(\nabla U \times \nabla)_z\right)\Delta U + \frac{2\beta}{\alpha - 2} \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial \varphi} = 0. \quad (36)$$

Уравнения (35) и (36) имеют одинаковую структуру и отличаются только по их коэффициентам, и являются уравнениями типа (1).

5. *Уединенный дипольный вихрь.* В декартовой системе координат (x, y) (рис.1) будем искать стационарные решения уравнения (36) (то же самое и для (35)) в небольшой окрестности точки O с радиусом $a \ll r_0$, в виде вихря, распространяющегося в y -направлении с постоянной скоростью u . Введением волновой переменной

$$\eta = y - ut. \quad (37)$$

уравнение (36) может быть переписано в виде

$$\left\{\partial/\partial\eta - A(\nabla U \times \nabla)_z\right\}\Delta U = -\Lambda\partial U/\partial\eta, \quad (38)$$

или в форме якобиана относительно (x, η)

$$J(U - x/A, \Delta U + \Lambda x/A) = 0, \quad (39)$$

где

$$A^{-1} = 2u\Omega, \quad \Lambda = -4\Omega_0^2 A(\ln|\alpha - 2|)^{-1}. \quad (40)$$

На основе (39) можно писать

$$\Delta U + \Lambda x/A = F(U - x/A), \quad (41)$$

где F - произвольная функция. Поскольку мы интересуемся ограниченными решениями, то в пределе больших значений η , решение U должно стремиться к нулю для произвольного значения x , следовательно

$$F(-x/A) = -\Lambda x/A. \quad (42)$$

Мы будем полагать, что функция F в уравнении (41) линейна не только в области больших η , а по всей плоскости (x, η) . Тогда в общем случае F может быть представлен как $\propto (U - x/A)$. Вводя полярные координаты R, θ : $x = R \cos \theta$, $\eta = R \sin \theta$, мы можем (39) переписать в форме

$$(\Delta + k^2)U = A^{-1}(k^2 - \Lambda)R \cos \theta, \quad R \leq a, \quad (43)$$

$$(\Delta - p^2)U = 0, \quad R \geq a, \quad (44)$$

где k и p - реальные постоянные величины. Скоро будет очевиден смысл разбиения (R, θ) плоскости на две части кругом радиуса a , вокруг ведущего центра. Уравнение (44) оказывается однородным, так как для получения изолированного решения мы потребовали $U \rightarrow 0$ при больших R . Это условие подразумевает

$$p^2 = -\Lambda. \quad (45)$$

Уравнения (43), (44) имеют следующее стационарное решение [9]

$$U(R, \theta) = \Omega u a \begin{cases} \left[\left(1 - \frac{s^2}{g^2} \right) \frac{R}{a} + \frac{s^2}{g^2} \frac{J_1(gR/a)}{J_1(g)} \right] \cos \theta, & R \leq a, \\ -\frac{K_1(sR/a)}{K_1(s)} \cos \theta, & R \geq a \end{cases} \quad (46)$$

где J_1, K_1 - функции Бесселя и Макдональда, соответственно, $g = ka$, и $s = pa$ - решения следующего "дисперсионного уравнения", которое является трансцендентным:

$$J_1(g)K_3(s) + J_3(g)K_1(s) = 0. \quad (47)$$

Для крупномасштабных возмущений

$$s^2 = (2\Omega a^2/u)(\ln|\alpha - 2|), \quad (48)$$

в то время как для мелкомасштабных возмущений

$$U \rightarrow H = c_s^2 \rho / \rho_0, \quad s^2 = (2\Omega a^2/u)(\ln \alpha). \quad (49)$$

Из (46) и (12) мы получим поле скоростей вихря в виде

$$u_R = -\frac{1}{2\Omega} \frac{\partial \Phi}{R \partial \theta} = u \begin{cases} \left[\left(1 - \frac{s^2}{g^2} \right) \left(1 - \frac{aJ_1(gR/a)}{RJ_1(g)} \right) \right] \sin \theta, & R \leq a, \\ \frac{aK_1'(sR/a)}{RK_1(s)} \sin \theta, & R \geq a \end{cases} \quad (50)$$

$$v_{\theta} = \frac{1}{2\Omega} \frac{\partial \Phi}{\partial R} = u \cdot \begin{cases} \left[1 - \frac{s^2}{g^2} \left(1 - g \frac{J_1'(gR/a)}{J_1(g)} \right) \right] \cos\theta, & R \leq a, \\ \frac{sK_1'(sR/a)}{K_1(s)} \cos\theta, & R \geq a \end{cases} \quad (51)$$

причем, условие (47) получается из требования непрерывности (51) на окружности $R = a$.

Линии тока определяются по $dR/v_r = Rd\theta/v_{\theta}$, которое дает

$$\text{const} = \begin{cases} \left[\left(1 - \frac{s^2}{g^2} \right) \frac{R}{a} + \frac{s^2}{g^2} \frac{J_1(gR/a)}{J_1(g)} \right] \sin 2\theta, & R \leq a \\ \frac{K_1(sR/a)}{K_1(s)} \sin 2\theta, & R \geq a. \end{cases} \quad (52)$$

На рис.3 приведены линии тока уединенного дрейфующего дипольного вихря, соответствующие формуле (52).

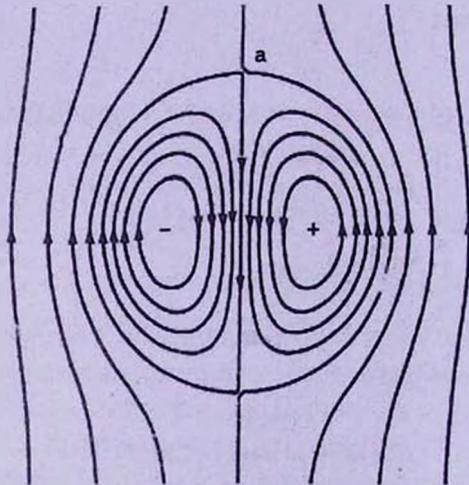


Рис.3. Линии тока дрейфующего дипольного уединенного вихря.

6. *Контуры постоянной плотности.* Как было показано в разделе 3, величина $\Phi/2\Omega$ есть функция тока возмущенной скорости ψ . В случае коротковолновых возмущений $\Phi = H$. Тогда имеем $\psi = H(\rho)/2\Omega$, постоянные значения которого - контуры постоянной плотности $\rho = \text{const}$, совпадают с линиями тока $\psi = \text{const}$, т.е. в коротковолновом вихре вещество течет вдоль линий постоянной плотности.

В длинноволновом случае $\Phi = U$ и $\psi = \Phi/2\Omega$. Следовательно, в этом случае линии тока совпадают с эквипотенциалами гравитационного поля, а не с контурами постоянной плотности. Последние можно найти с помощью уравнения Пуассона

$$\Delta\psi = 2\pi G\rho/\Omega. \quad (53)$$

Так как эквипотенциалы $U = \text{const}$, вообще говоря, не совпадают с контурами постоянной плотности, из этого следует, что линии $\psi = \text{const}$ вообще не совпадают с контурами постоянной плотности.

Определим контуры постоянной плотности вихря. Относительная плотность возмущений в коротковолновом пределе выражается формулой

$$\sigma \equiv \rho/\rho_0 = \beta_{sw} H/au\Omega, \quad \text{где } \beta_{sw} = au\Omega/c_s^2. \quad (54)$$

Возмущенная относительная плотность в пределе длинных волн, получается в виде

$$\sigma = \frac{1}{\omega_j^2} \Delta\psi = \beta_{sw} \begin{cases} \frac{J_1(gR/a)}{J_1(g)} \cos\theta, & R \leq a, \\ \frac{K_1(sR/a)}{K_1(s)} \cos\theta, & R \geq a, \end{cases} \quad (55)$$

где

$$\beta_{sw} \equiv -u\Omega s^2/a\omega_j^2 = -(\ln|\alpha - 2|)^2/\alpha. \quad (56)$$

Для иллюстрации рассмотрим логарифмическую модель диска, описываемую в равновесном состоянии следующими значениями потенциала, массовой плотности и угловой скорости

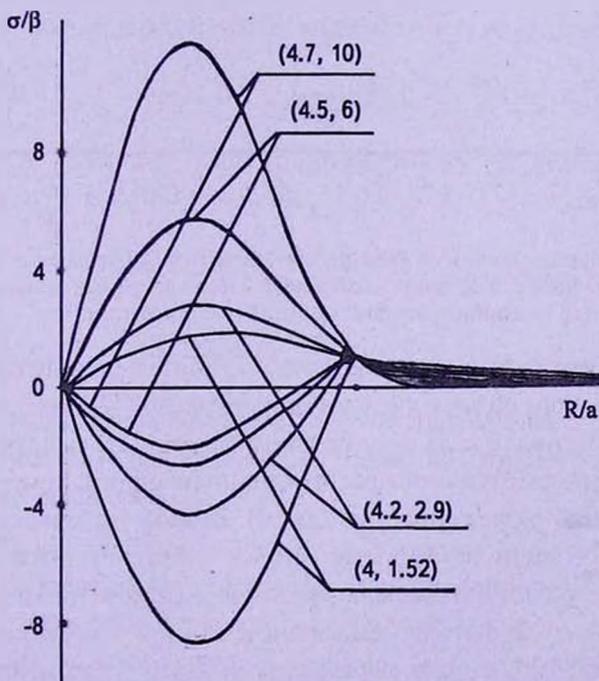


Рис.4а. Зависимость относительной плотности возмущений в коротковолновом и в длинноволновом дипольном вихре от R/a .

$$U_0(r) = \frac{1}{2} v_0^2 \ln(R_c^2 + r^2), \quad \rho_0(r) = v_0^2 R_c^2 / 2\pi G (R_c^2 + r^2),$$

$$\Omega^2 = v_0^2 / (R_c^2 + r^2), \quad (57)$$

где R_c и v_0 - константы. Вращение небольшой части диска ($a \ll R_c$) может быть рассмотрено как однородное. Параметр β_{hw} для этой модели оказывается равным

$$\beta_{hw} \approx 8ar / 3 R_c^2 \approx 8a(R_c + R \cos\theta) / 3 R_c^2, \quad (58)$$

где мы пользовались соотношением $r^2 \approx R_c^2 + 2RR_c \cos\theta$, поместив ведущий центр O в $R = R_c$.

При иллюстрации возмущенного распределения плотности дипольного вихря (54) и (55) мы пользовались следующими решениями "дисперсионного уравнения" (47): $(g, s) = (4.0, 1.52); (4.2, 2.90); (4.5, 6.00); (4.7, 10.0), (5.0, 36.62)$.

Кривые на рис.4а показывают возмущенную плотность как функцию безразмерного расстояния R/a от ведущего центра в коротковолновом (кривые, растущие к центру), и в длинноволновом (кривые, убывающие к центру) пределе.

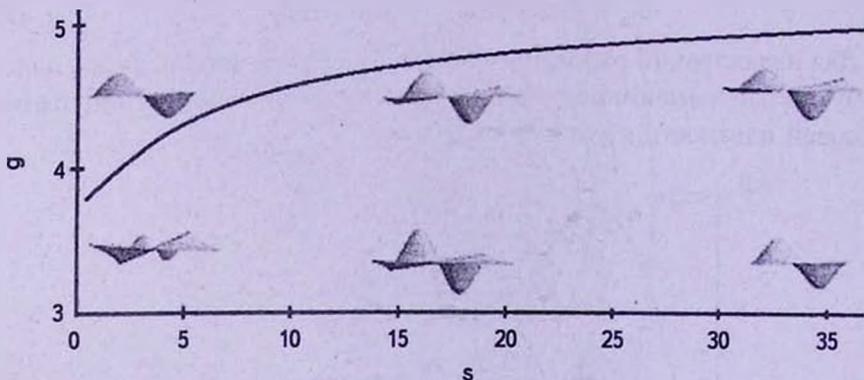


Рис.4б. "Дисперсионная кривая" - решение трансцендентного уравнения (47). В трех областях приведены 3D профили относительной возбужденной плотности модона в коротковолновом (нижний ряд) и длинноволновом (верхний ряд) пределе.

Возмущенная плотность антисимметрична относительно ведущего центра. В зависимости от выбора области дисперсионной кривой (47), можно выделить два типа распределения массы в дипольном вихре. Первый тип модона характеризуется антисимметрично расположенным одним почти круглым уплотнением и одной разреженностью (рис.5). Второй тип характеризуется антисимметрично расположенными двумя уплотнениями и двумя разреженностями, причем вторая пара уплотнение-разреженность являются серповидными (рис.6). В области малых значений g и s коротковолновый модон имеет второй тип, с явно выраженными двумя уплотнениями¹ (см.

¹ На рис.4б светлые области указывают уплотнения, темные - разреженности.

рис.4b), длинноволновый - первым типом. В средней части дисперсионной кривой коротковолновый и длинноволновый модоны имеют примерно одинаковую структуру. Они имеют антисимметрично расположенные: заметную пару конденсации-разреженности почти круглой формы, и, относительно небольшую пару уплотнения-разреженности серповидных форм. В области больших значений g и s коротковолновый модон является первым типом и имеет характер циклон-антициклонной пары, длинноволновый же - имеет

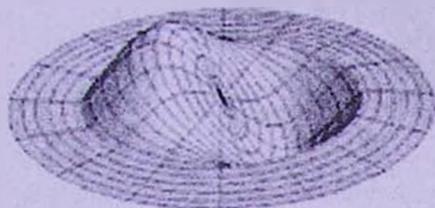


Рис.5. 3D изображение распределения плотности в модоне первого типа.

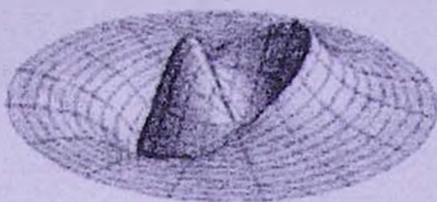


Рис.6. 3D изображение распределения плотности в модоне второго типа.

второй тип и характеризуется почти круглым и серповидным уплотнениями (рис.4b). Лабораторные эксперименты, в которых получают уединенные дипольные вихри на мелкой воде, очевидно, являются коротковолновыми модонами первого типа с асимметрией между высокими и низкими центрами давления [17] (рис.5).

Оценим возмущенную массу уплотнений в длинноволновом модоне:

$$m_1 = \frac{2\pi h \rho_0}{J_1(g)} \beta_{lw} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \cos\theta d\theta \int_0^{x_1} J_1(gx) x dx = \frac{4\pi a^2 h \rho_0}{J_1(g)} \beta_{lw} J_0(gx_1) H_1(gx_1), \quad (59)$$

где $x = R/a$, h - толщина газового диска, $H_1(gx)$ - функция Струве первого порядка, и x_1 - корень уравнения $J_1(gx_1) = 0$. Точно так же

$$m_2 = \frac{2\pi a^2 h \rho_0}{J_1(g)} \beta_{lw} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta d\theta \int_{x_1}^1 J_1(gx) x dx + \frac{2\pi a^2 h \rho_0}{K_1(s)} \beta_{lw} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos\theta d\theta \int_1^{\infty} K_1(sx) x dx. \quad (60)$$

Численные оценки показывают, что отношение масс сгущений в длинноволновом модоне, в зависимости от значений параметров g и s , меняется в диапазоне $m_1/m_2 \sim 2 - 30$.

5. *Заключение.* Таким образом, этой работой нам хотелось бы обратить внимание читателя на нетривиальные структуры монополярных и дипольных вихрей во вращающемся газовом гравитирующем диске. Трудно пока судить об эволюции этих структур. Например, могут ли монополярные вихри привести к образованию планет в околозвездных дисках или образованию звезд, облаков в галактическом газовом диске? Или, возможно ли преобра-

зование уединенных дипольных вихрей в известные двойные объекты, такие как двойные звезды, двойные ядра в галактиках (как Mrk 266 [22],

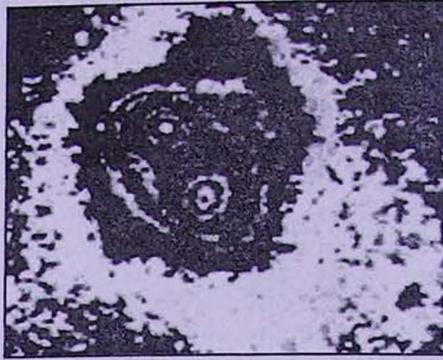


Рис.7. Двухядерная галактика Mrk 266 [22]. Ядра вращаются в противоположных направлениях.

рис.7), так же как в гигантские молекулярные облака, или же в планету со спутником в околозвездном диске и т.д., или нет? Этим вопросам будут посвящены дальнейшие наши исследования.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: mabr08@mail.ru

VORTICES IN ROTATING GRAVITATING GASEOUS DISK

M.G.ABRAHAMYAN

The linear and non-linear vortex perturbations of rotating gravitating gaseous disc in frame of geostrophic and post-geostrophic approximation is investigated. The structure of isolated monopole and dipole vortex (modon)-solutions obtained equations is studied. The velocity field of modon always has a dipolar structure. Two types of distribution of mass in a modon have been found. The first type is characterized by anti-symmetrically located one round condensation and one rarefaction. The second type is characterized by anti-symmetrically located two condensations and two rarefactions, and the second pair has a crescent form. The surfaces of constant-density of modon that are much smaller than the Jeans length λ_J coincide with stream-lines; the constant-density surfaces of larger

modons do not coincide with stream-lines. We discuss the possible astrophysical manifestations of modons in astrophysical objects.

Key words: *vortex: monopole: dipole: structure: gravitating disk*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Hasegawa, K.Mima*, Phys. Fluids, **21**, 87, 1978.
2. *A.Hasegawa, C.G.Maclennan, Y.Kodama*, Phys. Fluids, **22**, 212, 1979.
3. *J.D.Meiss, W.Horton*, Phys. Fluids, **26**, 990, 1983.
4. *В.Д.Ларичев, Г.М.Резник*, Докл. АН СССР, **231**, 1077, 1976.
5. *В.П.Павленко, В.И.Петвиашвили*, Физика плазмы, **9**, 603, 1983.
6. *А.Б.Михайловский и др.*, ЖЭТФ, **59**, 1198, 1984.
7. *W.Horton, J.Liu, J.D.Meiss, J.E.Sedlak*, Phys. Fluids, **29**, 1004, 1986.
8. *J.Nycander, V.P.Pavlenko, L.Stenflo*, Phys. Fluids, **30**, 1367, 1987.
9. *В.В.Долотин, А.М.Фридман*, ЖЭТФ, **72** (1), 1, 1991.
10. *F.C.Adams, R.Watkins*, Astrophys. J., **451**, 314, 1995.
11. *К.Мохсени, Н.У.Ран, Т.Д.Колониус*, J. Fluid Mech., **430**, 267, 2001.
12. *J.O.Dabiri, M.Gharib*, J. Fluid Mech., **511**, 311, 2004.
13. *M.Shusser, M.Gharib*, Phys. Fluids, **12**, 618, 2000.
14. *J.O.Dabiri, M.Gharib*, Theor. Comput. Fluid Dyn., **17**, 224, 2004.
15. *J.O.Dabiri, M.Gharib*, Phys. Fluids, **16**, L28-L30, 2004.
16. *Я.Lakkis, А.Ф.Гхониет*, J. Comput. Phys., **184**, 435, 2003.
17. *C.R.Rlier, М.Е.Стерн, J.A.Whitehard*, Dyn. Atm. Ocean, **7**, 233, 1993.
18. *J.Persing, М.Т.Монтгомери, J.C.МсУильямс*, Atm. Chem. Phys., **46**, 2013.
19. *V.I.Korchagin, А.Д.Рябтсев*, Astron. Astrophys., **246**, 368, 1991.
20. *В.А.Антонов, О.А.Железняк*, Кинематика и физика небесных тел., **5**, 92, 1989.
21. *W.J.M.Rankine*, Phil. Mag. Ser., **4**, **39**, 211, 1870.
22. *А.Р.Петросьян, К.А.Сахакян, Е.Е.Хачикян*, Astrofisika, **16**, 621, 1980.

DARK ENERGY COSMOLOGICAL MODEL IN A
MODIFIED THEORY OF GRAVITYV.R.CHIRDE¹, S.H.SHEKH²

Received 7 September 2014

Accepted 5 December 2014

The dark energy model with Equation of State (EoS) parameter are derived for non-static plane symmetric space-time filled with perfect fluid source in the frame work of $f(R, T)$ gravity (Harko et al., arXiv: 1104.2669v2 [gr-qc], 2011). To obtain a determinate solution special form of deceleration parameter (DP) is used. We have assumed that the relation between metric potentials and the EoS parameter is proportional to skewness parameter. It is observed that the EoS parameter, skewness parameters in the model turn out to be functions of cosmic time. Some physical and kinematical properties of the model are also discussed.

Key words: *Non-static plane symmetric metric: $f(R, T)$ gravity: Dark Energy*

1. *Introduction.* Recent cosmological observations from supernova [1-5], WMAP [6-9], Oscillation data [10] predicted that the present universe is passing through a phase of accelerating expansion which might have fuelled due to existence of a new source called dark energy (DE). The dynamical dark energy models are classified in two different categories: (i) the scalar fields including quintessence [11, 12], phantom [13-19], quintom [20-22], K-essence [23-25], tachyon [26-28], dilaton [29-31] and so forth. (ii) The interacting models of dark energy such as chaplygin gas models [32-34], braneworld models [35,36], holographic [37-45] and agegraphic [46,47] model. Along with, Ray et al. [48] investigated variable equation of state for generalized dark energy model. Yadav and Yadav [49] has obtained Bianchi type-II anisotropic dark energy model with constant deceleration parameter. Recently, Pradhan and Amirhashchi [50] have investigated a new anisotropic Bianchi type-III dark energy model in general relativity with equation of state (EoS) parameter without assuming constant deceleration parameter. Saha and Yadav [51] presented a spatially homogeneous and anisotropic LRS Bianchi type-II dark energy model in general relativity. They have obtained exact solutions of Einstein's field equations which for some suitable choices of problem parameters yield time dependent EoS and DP parameters, representing a model which generates a transition of universe from early decelerating phase to present accelerating phase. They have also studied DE models with variable EoS parameter (Yadav and Saha, [52]).

Nojiri & Odintsov [53] described the reasons why modified gravity approach is extremely attractive in the applications for late accelerating universe and Dark Energy. Another good review on modified gravity was made by Clifton et al. [54]. Many different theories of modified gravity have been recently proposed: some of them are $f(R)$ (with R being the Ricci scalar curvature) [55,56], $f(T)$ (with T being the torsion scalar) [57-60], Horava-Lifshitz [61,62] and Gauss-Bonnet [63-66] theories. Harko et al [67] recently suggested an extension of standard General Relativity, where the gravitational Lagrangian is given by an arbitrary function of R and T and called this model as $f(R, T)$. The $f(R, T)$ model depends on a source term, representing the variation of the matter stress-energy tensor with respect to the metric. A general expression for this source term can be obtained as a function of the matter Lagrangian L_m .

In $f(R, T)$ gravity, the field equations are obtained from the Hilbert-Einstein type variation principle. The action principle for this modified theory of gravity is given by

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int f(R, T) \sqrt{-g} d^4x + \int L_m \sqrt{-g} d^4x, \quad (1)$$

where $f(R, T)$ is an arbitrary function of the Ricci scalar R and the trace T of the stress energy tensor of matter and L_m be the matter Lagrangian.

The stress energy tensor of matter is

$$T_{ij} = -\frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\partial(\sqrt{-g})}{\partial g^{ij}} L_m, \quad \Theta_{ij} = -2T_{ij} - pg_{ij}, \quad (2)$$

Using gravitational units (by taking G & c as unity) the corresponding field equations of $f(R, T)$ gravity are obtained by varying the action principle (1) with respect to g_{ij} as

$$\begin{aligned} f_R(R, T)R_{ij} - \frac{1}{2}f(R, T)g_{ij} + f_R(R, T) \times (g_{ij} \nabla^i \nabla_j - \nabla_i \nabla_j) = \\ = 8\pi T_{ij} - f_T(R, T)T_{ij} - f_T(R, T)\Theta_{ij} \end{aligned} \quad (3)$$

where $f_R = \frac{\delta f(R, T)}{\delta R}$, $f_T = \frac{\delta f(R, T)}{\delta T}$ and $\Theta_{ij} = g^{\alpha\beta} \frac{\delta T_{\alpha\beta}}{\delta g^{ij}}$.

Here ∇_i is the covariant derivative and T_{ij} is usual matter energy-momentum tensor derived from the Lagrangian L_m . It can be observed that when $f(R, T) = f(R)$ then equation (3) reduce to field equations of $f(R)$ gravity.

It is mentioned here that these field equations depend on the physical nature of the matter field. Many theoretical models corresponding to different matter contributions for $f(R, T)$ gravity are possible. However, Harko et al. [67] gave three classes of these models

$$f(R, T) = \begin{cases} R + 2f(T) \\ f_1(R) + f_2(T) \\ f_1(R) + f_2(R) + f_3(T) \end{cases}$$

In this paper we are focused to the first class, i.e.

$$f(R, T) = R + 2f(T), \quad (4)$$

where $f(T)$ is an arbitrary function of trace of the stress energy tensor of matter.

Paul et al. [68] obtained FRW models in $f(R)$ gravity while Sharif and Shamir [69,70] have studied the solutions of Bianchi type-I and V space-times in the framework of $f(R)$ gravity. Sheykhi [71] has discussed magnetic strings in $f(R)$ gravity and Yilmaz et al. [72] have discussed quark and strange quark matter in $f(R)$ gravity for Bianchi type I and V space-times. Adhav [73] has obtained Bianchi type-I cosmological model in $f(R, T)$ gravity. Reddy et al. [74,75] have discussed Bianchi type-III and Kaluza-Klein cosmological models in $f(R, T)$ gravity while Reddy and Shantikumar [76] studied some anisotropic cosmological models and Bianchi type-III dark energy model, respectively, in $f(R, T)$ gravity. Chaubey and Shukla [77] have obtained a new class of Bianchi cosmological models in $f(R, T)$ gravity. Katore and Shaikh investigate [78,79] Kantowski-Sachs and Bianchi type II, VIII & IX Cosmological Models with anisotropic dark energy in $f(R, T)$ gravity. Rao et al. [80] have obtained LRS Bianchi type-I with perfect fluid in a modified theory of gravity. Recently Rao and Neelima [81,82] have discussed perfect fluid Einstein-Rosen and Bianchi type- V_{10} universes in $f(R, T)$ gravity respectively.

Moreover, in recent years Bianchi universes have been gaining an increasing interest of observational cosmology, since the WMAP data seem to require an addition to the standard cosmological model with positive cosmological constant that resembles the Bianchi morphology. According to this, the universe should achieved a slightly anisotropic special geometry in spite of the inflation, contrary to generic inflationary models and that might be indicating a non-trivial isotropization history of universe due to the presence of an anisotropic energy source. In principle, once the metric is generalized to Bianchi types, the EoS parameter of the fluid can also be generalized in a way conveniently to wield anisotropy with the considered metric. In such models, where both the metric and EoS parameter of the fluid are allowed exhibiting an anisotropic character, the universe can exhibit non-trivial isotropization histories and it can be examined whether the metric and/or the EoS parameter of fluid evolve toward isotropy. Thus, the Bianchi models which remain anisotropic are of rather academical interest.

The theory of an inhomogeneous anisotropic universe has two main directions, which are characterized as follows: a) the search for exact particular solutions of the equations of gravitation, and the consideration of such models which bear the properties of symmetry; b) as common as possible, the qualitative study of the behavior (evolution) of matter and the metric under different physical assumptions. The models, which are spherically symmetric

under the vanishing of the pressure, viscosity, and the flow of energy, the models with a spherically symmetric distribution of matter concentrated in a centre (core).

The universe is spherically symmetric and the matter distribution is isotropic and homogeneous. But during the early stages of evaluation, it is unlikely that it could have had such a smoothed out picture. Hence we consider plane symmetric which provides an opportunity for the study of inhomogeneity.

Motivated by the above discussion, the dark energy model with EoS parameter are derived for non-static plane symmetric space-time filled with perfect fluid source in the frame work of $f(R, T)$ gravity, where $f(R, T) = R + 2f(T)$. This model is very important in the discussion of large scale structure, to identify early stages and finally to study the evolution of the universe.

2. *Metric, Energy Momentum Tensor and Field Equations.* We consider a Riemannian space-time described by the line element

$$ds^2 = e^{2h}(dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - s^2 dz^2), \quad (5)$$

where r, θ, z are the usual cylindrical polar coordinates and h & s are functions of t alone. It is well known that this line element is plane symmetric.

From equations (3) and (4), we get the gravitational field equations as

$$G_{ij} = R_{ij} - \frac{1}{2} R g_{ij} = 8\pi T_{ij} - 2f'(T)T_{ij} - 2f'(T)\Theta_{ij} + f(T)g_{ij}, \quad (6)$$

where the overhead prime indicates differentiation with respect to the argument.

The Energy momentum tensor for anisotropic dark energy is given by

$$\begin{aligned} T'_j &= \text{diag}[\rho, -p_x, -p_y, -p_z] \\ &= \text{diag}[1, -w_x, -w_y, -w_z], \end{aligned} \quad (7)$$

where ρ is the energy density of the fluid and p_x, p_y, p_z are the pressure along x, y, z axes respectively.

The Energy momentum tensor can be parameterized as

$$T'_j = \text{diag}[1, -(w+\delta), -(w+\delta), -w]\rho. \quad (8)$$

For the sake of simplicity we choose $w_x = w$ and the skewness parameter δ are the deviations from w on x and y axes respectively. Then the field equations (6) can be written as

$$R'_j - \frac{1}{2} R \delta'_j = 8\pi T'_j - 2f'(T)T + [2pf(T) + f(T)]\delta'_j. \quad (9)$$

Now we choose the function $f(T)$ as the trace of the stress energy tensor of the matter so that, $f(T) = \mu T$ where μ is an arbitrary constant.

Now with the help of equation (3), the field equations (9) for the metric (5) can be written as

$$e^{-2h} \left(2\ddot{h} + \dot{h}^2 + \frac{2\dot{h}\dot{s}}{s} + \frac{\ddot{s}}{s} \right) = (8\pi + 2\mu)(w + \delta)\rho - \mu(1 - 3w - 2\delta)\rho - 2\mu p, \quad (10)$$

$$e^{-2h}(2\ddot{h} + \dot{h}^2) = 8\pi(\omega)\rho - \mu(1 - 3\omega - 2\delta)\rho - 2\mu p, \quad (11)$$

$$e^{-2h}\left(\frac{2\dot{h}\dot{s}}{s} + 3\dot{h}^2\right) = -(8\pi + 2\mu)\rho - \mu(1 - 3\omega - 2\delta) - 2\mu p. \quad (12)$$

Here the over head dot denotes differentiation with respect to t .

The spatial volume V and the generalized Hubble's parameter H for the space-time (5) are defined by

$$V = rse^{4h}, \quad (13)$$

$$H = \frac{\dot{a}}{a}. \quad (14)$$

The physical quantities of observational interest in cosmology such as the expansion θ , the anisotropy parameter A_m , and the shear scalar σ^2 defined as follows

$$\theta = 3H, \quad (15)$$

$$A_m = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\Delta H_i}{H} \right)^2, \quad (16)$$

$$\sigma^2 = \frac{3}{2} A_m H^2. \quad (17)$$

3. Solutions of Field Equations. The Einstein's field equations (10) to (12) are a coupled system of non-linear system of differential equations and we seek physical solutions to the field equations for applications in cosmology and astrophysics. There are only three independent equations with five unknowns $h, s, \rho, \omega, \delta$. The Solution of field equations generated by applying law of variation of Hubble's parameter which was first proposed by Berman [5] in FRW-model that yield a constant value of deceleration parameter. Hence to find deterministic solution two more conditions are necessary, we consider the following conditions,

(i) we assume the relation between the metric potentials which is given as follows

$$e^h = \beta s^n, \quad (18)$$

where β is constant and $n > 1$.

(ii) The EOS parameter w is proportional to skewness parameter δ such that

$$w + \delta = 0. \quad (19)$$

Recently, Cunha and Lima [83] favors recent acceleration and past deceleration with high degree of statistical confidence level by analyzing three SNe type Ia samples. In order to match this observation, Singh and Debnath [84] has defined a special form of deceleration parameter for FRW metric as

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = -1 + \frac{\alpha}{1+a^\alpha}, \quad (20)$$

where $\alpha > 0$ is a constant and a is mean scale factor of the universe.

We observe that the relation (20) gives q as a constant. The sign of q indicated whether the model inflates or not. The positive sign of q i.e. $q > 0$ correspond to "standard" decelerating model whereas the negative sign of q i.e. $q < 0$ indicates inflation. It is remarkable to mention here that though the current observations of SNe Ia and CMBR (Cosmic Microwave Background Radiation) favors accelerating models i.e. $q < 0$, but both do not altogether.

After solving (20) one can obtain the mean Hubble parameter H as

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = k(1+a^{-\alpha}), \quad (21)$$

where k is a constant of integration.

On integrating (21), we obtain the mean scale factor as

$$a = (e^{\alpha kt} - 1)^{1/\alpha}. \quad (22)$$

Using equations (13), (18) and (22), we obtain

$$s = \left(\frac{1}{r\beta^4}\right)^{\frac{1}{4n+1}} (e^{\alpha kt} - 1)^{\frac{3}{\alpha(4n+1)}}, \quad (23)$$

$$e^h = \beta \left(\frac{1}{r\beta^4}\right)^{\frac{n}{(4n+1)}} (e^{\alpha kt} - 1)^{\frac{3n}{\alpha(4n+1)}}. \quad (24)$$

With the suitable choice of coordinates and constants, the metric (5) with the help of equations (23) and (24) becomes

$$ds^2 = \beta^2 \left(\frac{1}{r\beta^4}\right)^{\frac{2n}{(4n+1)}} (e^{\alpha kt} - 1)^{\frac{6n}{\alpha(4n+1)}} \times \left\{ dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - \left(\frac{1}{r\beta^4}\right)^{\frac{2}{(4n+1)}} (e^{\alpha kt} - 1)^{\frac{6}{\alpha(4n+1)}} dz^2 \right\} \quad (25)$$

Equation (25) represents non-static plane symmetric dark energy Model in $f(R, T)$ theory of gravity

4. *Some properties of the model.* The physical and kinematical parameters of the model which are important for discussing the physical behavior of the model are:

The spatial volume of the universe is

$$V = (e^{\alpha kt} - 1)^{1/\alpha}. \quad (26)$$

It is observed that the spatial volume vanishes at initial time $t=0$ and approaches to infinite at time $t \rightarrow \infty$ i.e. expand exponentially.

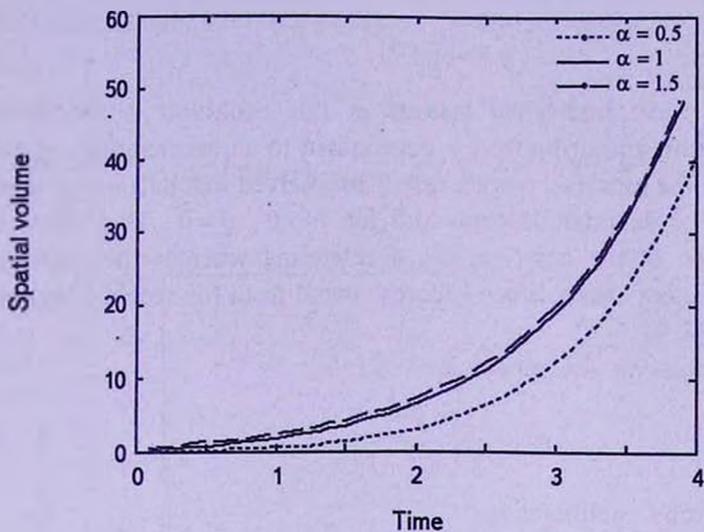


Fig.1. Behavior of Spatial volume of the universe versus time t .

The scalar expansion in the model is

$$\theta = \frac{3ke^{\alpha t}}{(e^{\alpha kt} - 1)} \tag{27}$$

The generalized Hubble parameter is

$$H = \frac{ke^{\alpha t}}{(e^{\alpha kt} - 1)} \tag{28}$$

The deceleration parameter is

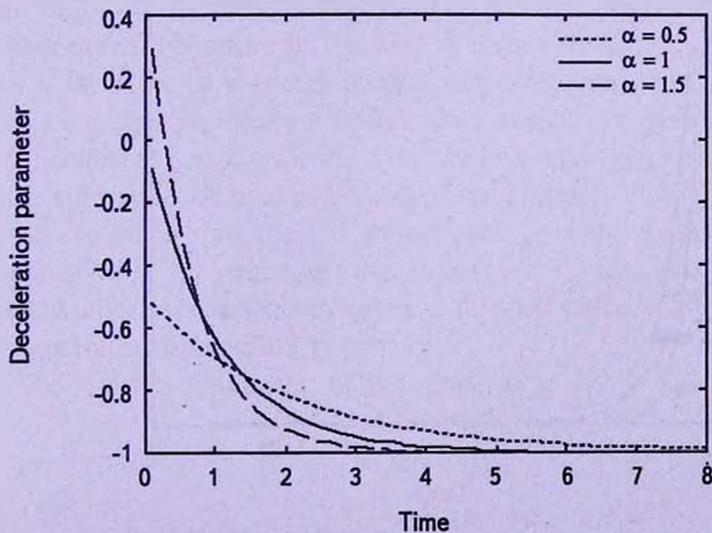


Fig.2. Behavior of deceleration parameter versus time t .

$$q = \frac{\alpha}{e^{\alpha k t}} - 1. \quad (29)$$

One of the most interesting aspects of this evolution is the recently established late-time transition from a decelerated to an accelerating regime of the expansion of the universe. In this case it is observed that as $t \rightarrow \infty$, $q \rightarrow -1$ this is the case of de-sitter universe and for $t \rightarrow 0$, $q = 0$. This shows that in the early stage of the universe was decelerating whereas the universe is accelerating at present epoch which is corroborated from the recent Supernovae Ia observations [2-4]

The shear scalar in the model is

$$\sigma^2 = \frac{3k}{2} \left(\frac{e^{\alpha k t}}{e^{\alpha k t} - 1} \right). \quad (30)$$

Mean anisotropy parameter is

$$A_m = \frac{(e^{\alpha k t} - 1)}{k e^{\alpha k t}}. \quad (31)$$

The expansion scalar, the generalized Hubble parameter, shear scalar and mean anisotropy parameter are constant throughout the evolution of the universe as $t \rightarrow \infty$. This shows that the universe is expanding with the increase of cosmic time but the rate of expansion decrease to constant value which shows that the universe starts evolving with constant volume at $t \rightarrow \infty$ with an infinite rate of expansion. Also, $\sigma^2/\theta^2 \neq 0$, and hence the model does not approach isotropy for large values of t .

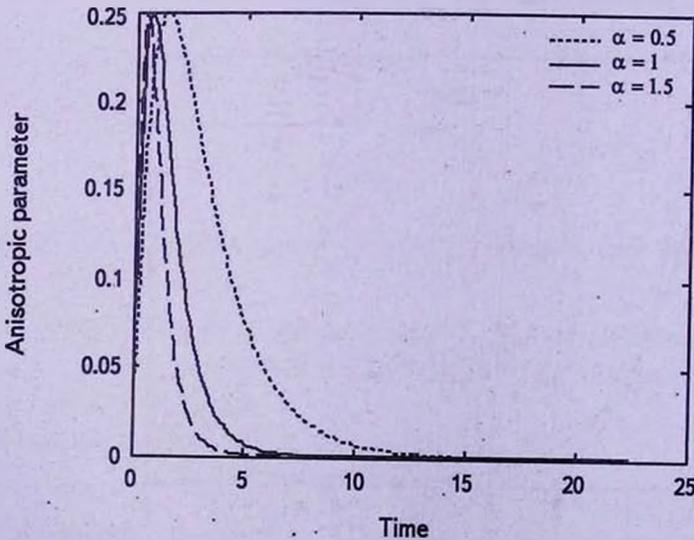


Fig.3. Behavior of anisotropy parameter versus time t .

The EoS parameter and skewness parameter in the model are

$$\omega = \frac{-1}{\rho(8\pi+2\mu)} \times \left[\frac{3k^2 e^{\alpha t}}{\beta^2} (r\beta^4)^{\frac{2n}{4n+1}} (e^{\alpha t} - 1)^{\frac{-6n}{\alpha(4n+1)-2}} \left[\frac{(3-\alpha-4n\alpha-6n^2)e^{\alpha t}}{(4n+1)^2} + \frac{\alpha(e^{\alpha t}-1)}{(4n+1)} \right] \right] \quad (32)$$

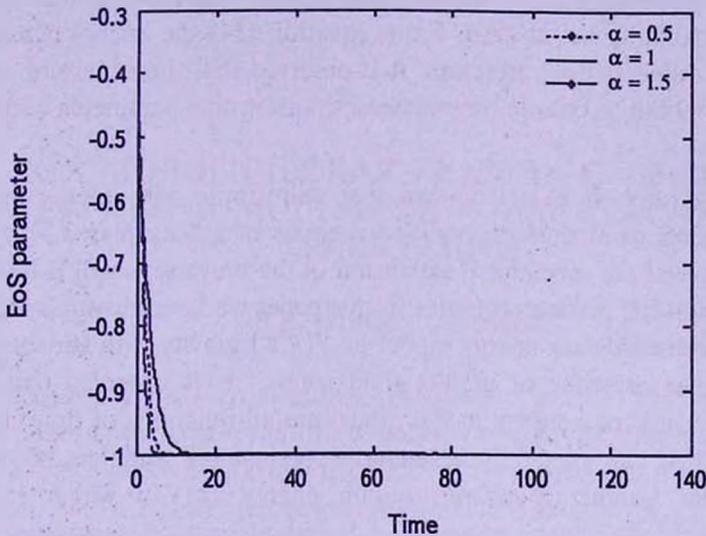


Fig.4. Behavior of EoS parameter versus time *t*.

A large class of scalar field DE models have been studied including quintessence ($\omega > -1$) [85], phantom ($\omega < -1$) [13] and quinton (that can cross from region to quintessence region). The quinton scenario of DE is designed to understand the nature of DE with ω cross (-1) . Setare and Saridakis [86] have studied the dark energy models with EoS parameter across (-1) which gives a concrete justification for quinton paradigm. In the derived model, the EoS parameter (ω) is evolving with negative sign which may be established to the current accelerated expansion of the universe. From Fig.4 we observed that at the initial time there is quintessence ($\omega > -1$) region and at late time it approaches to the cosmological constant ($\omega = -1$) scenario. This is a situation in early universe where quintessence dominated universe [13] may be playing an important role for EoS parameter.

The skewness parameter of the model is

$$\delta = \frac{1}{\rho(8\pi+2\mu)} \times \left[\frac{3k^2 e^{\alpha t}}{\beta^2} (r\beta^4)^{\frac{2n}{4n+1}} (e^{\alpha t} - 1)^{\frac{-6n}{\alpha(4n+1)-2}} \left[\frac{(3-\alpha-4n\alpha-6n^2)e^{\alpha t}}{(4n+1)^2} + \frac{\alpha(e^{\alpha t}-1)}{(4n+1)} \right] \right] \quad (33)$$

The energy density in the model is

$$\rho = \frac{1}{(8\pi + 2\mu)} \times \left\{ \frac{3k^2 e^{\alpha kt}}{\beta^2} (r\beta^4)^{\frac{2n}{4n+1}} (e^{\alpha kt} - 1)^{\frac{-6n}{\alpha(4n+1)}} \right. \\ \left. \times \left[\frac{\alpha(e^{\alpha kt} - 1) - 2n\alpha}{(4n+1)} + \frac{(3 - \alpha - 4n\alpha - 6n^2)e^{\alpha kt}}{(4n+1)^2} \right] \right\}. \quad (34)$$

It may be observed that the cosmological model in $f(R, T)$ gravity is free from initial singularity i.e. at $t=0$. From equation (34) the energy density ρ tends to finite value as time increases. It is observed that the expansion scalar is infinite at $t=0$ but as cosmic time increases, anisotropic parameter decreases as $t \rightarrow 0$ then $A_m \rightarrow 0$.

5. Conclusions. It is well known that anisotropic dark energy models with variable EoS parameter in modified theories of gravity play a vital role in the discussion of the accelerated expansion of the universe which is the crux of the problem in the present scenario. In this paper we have investigated non-static plane symmetric dark energy model in $f(R, T)$ gravity with variable EoS parameter in the presence of perfect fluid source. It is observed that EoS parameter, skewness parameters in the model are all functions of time. It can also be seen that the model is accelerating, expanding and has no initial singularity. The Lorentz invariant vacuum energy (LIVE) which can be represented by a cosmological constant (Λ), with a constant equation of state parameter $\omega = -1$ (Fig.4), so called (Λ CDM) model, which in a flat universe model contains both LIVE and cold dark matter (CDM) i.e. dust, is the simplest cosmological model that is in agreement with current observation.

Some other limits of ω obtained from observational results that came from SNe Ia data [87] and a combination of SNe Ia data with CMB anisotropy and Galaxy clustering statistics [88,89] are $-1.67 < \omega < -0.62$ and $-1.33 < \omega < -0.79$ respectively. The latest result in 2009 obtain after the combination of cosmological datasets coming from CMB anisotropy, luminosity distances of high redshift SNe Ia and galaxy clustering constraint the dark energy EoS to $-1.44 < \omega < -0.92$ [90]. If the present model is compared with the experimental results mentioned above, one can conclude that the limit of ω provided by equation (32) may be accumulated with the acceptable range of EoS parameter. This model confirms the high redshift supernova experiment.

It is observed that the anisotropy increases as time increases and then decreases to zero after some time and remains zero after some finite times. Hence the model reaches to isotropy after some finite times which matches with the recent observations as the universe is isotropic at large scale also which resembles with the investigations of Adhav [91].

It is observed that the expansion scalar is infinite at $t=0$ but as cosmic

time increases it decreases and halts for a finite value after some time t .

For $\alpha \geq 1$ the model some times decelerate in a standard way and latter accelerate which is in accordance with present scenario.

¹ Department of Mathematics, G.S.G.Mahavidyalaya, Umardhed-445206, India, e-mail: vrchirde333@rediffmail.com

² Department of Mathematics, Dr. B.N. College of Engg.&Tech. Yavatmal-445001, India, e-mail: da_salim@rediff.com

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ С ТЕМНОЙ ЭНЕРГИЕЙ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

В.Р.ЧИРДЕ, С.Х.ШЕХ

В рамках $f(R, T)$ гравитации (Harko et al., arXiv: 1104.2669v2 [gr-qc], 2011) с разными параметрами уравнения состояния предложена модель темной энергии для нестатичного, плоского, симметричного пространства-времени, заполненного источниками идеальной жидкости. Для нахождения детерминированного решения использована специальная форма параметра торможения. Предположено, что отношение метрических потенциалов к параметру уравнения состояния пропорционально параметру асимметрии. Параметр уравнения состояния и параметр асимметрии в этой модели оказываются функциями космического времени. Обсуждены также некоторые физические и кинематические свойства предложенной модели.

Ключевые слова: *нестатичная плоская симметричная метрика: $f(R, T)$ - гравитация: темная энергия*

REFERENCES

1. S.Perlmutter et al., Nature, 391, 51, 1998.
2. S.Perlmutter et al., Astrophys. J., 517, 565, 1999.
3. A.G.Riess et al., Astron. J., 116, 1009, 1998.
4. G.Riess, Nuovo Cimento B, 93, 36, 1986; J.Tonry et al., Astrophys. J. 594, 2003.
5. S.O.Bridle, J.P.Lahav, P.J.Ostriker, Steinhardt Science, 299, 1532, 2003.
6. Bennet et al., Astrophys. J. Suppl., 148, 1, 2003.

7. *G.Hinshaw et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **148**, 63, 2003.
8. *Kogut et al.*, **148**, 161, 2003.
9. *N.Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **148**, 175, 2003.
10. *J.Eisentein et al.*, *Astrophys. J.*, **633**, 560, 2005.
11. *C.Wetterich*, *Nucl. Phys. B*, **302**, 668, 1988.
12. *B.Ratra, J.Peebles*, *Phys. Rev. D*, **37**, 321, 1988.
13. *R.Caldwell*, *Phys. Lett. B*, **545**, 23, 2002.
14. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Lett. B*, **562**, 147, 2003.
15. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Lett. B*, **565**, 1, 2003.
16. *F. de Paolis, M.Jamil, A.Qadir*, *Int. J. Theor. Phys.*, **49**, 621, 2010.
17. *M.Jamil, M.Rashid*, *Eur. Phys. J. C*, **58**, 111, 2008.
18. *M.Jamil*, *Eur. Phys. J. C*, **62**, 609, 2009.
19. *M.Jamil*, *Int. J. Theor. Phys.*, **49**, 144, 2010.
20. *E.Elizalde, S.Nojiri, S.Odintsov*, *Phys. Rev. D*, **70**, 043539, 2004.
21. *S.Nojiri, S.Odintsov, S.Tsujikawa*, *Phys. Rev. D*, **71**, 063004, 2005.
22. *A.Anisimov, E.Babichev, A.J.Vikman*, *Cosmol. Astropart. Phys.*, **06**, 006, 2005.
23. *T.Chiba, T.Okabe, M.Yamaguchi*, *Phys. Rev. D*, **62**, 023511, 2000.
24. *V.Mukhanov, P.Steinhardt*, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 4438, 2000.
25. *V.Mukhanov, P.Steinhardt*, *Phys. Rev. D*, **63**, 103510, 2001.
26. *A.J.Sen*, *High Energy Phys.*, **04**, 048, 2002.
27. *T.Padmanabhan*, *Phys. Rev. D*, **66**, 021301, 2002.
28. *T.Padmanabhan, T.Choudhury*, *Phys. Rev. D*, **66**, 081301, 2002.
29. *M.Gasperini, F.Piazza, G.Veneziano*, *Phys. Rev. D*, **65**, 023508, 2002.
30. *N.Arkani-Hamed, P.Creminelli, S.Mukohyama, M.Zaldarriaga*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **04**, 001, 2004.
31. *F.Piazza, S.Tsujikawa*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **07**, 004, 2004.
32. *A.Kamenshchik, U.Moschella, V.Pasquier*, *Phys. Lett. B*, **511**, 265, 2001.
33. *M.Bento, O.Bertolami, A.Sen*, *Phys. Rev. D*, **66**, 043507, 2002.
34. *M.R.Setare*, *Eur. Phys. J. C*, **52**, 689, 2007.
35. *C.Deffayet, G.R.Dvali, G.Gabadaaze*, *Phys. Rev. D*, **65**, 044023, 2002.
36. *V.Sahni, Y.Shtanov*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **0311**, 014, 2003.
37. *P.Horava, D.Minic*, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 1610, 2000.
38. *P.Horava, D.Minic*, *Phys. Rev. Lett.*, **509**, 138, 2001.
39. *S.Thomas*, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 081301, 2002.
40. *M.R.Setare*, *Phys. Lett. B*, **644**, 99, 2007.
41. *M.R.Setare*, *Phys. Lett. B*, **654**, 1, 2007.
42. *M.R.Setare*, *Phys. Lett. B*, **642**, 1, 2006.
43. *M.R.Setare*, *Eur. Phys. J. C*, **50**, 991, 2007.
44. *M.R.Setare*, *Phys. Lett. B*, **648**, 329, 2007.
45. *M.R.Setare*, *Phys. Lett. B*, **653**, 116, 2007.
46. *R.G.Cai*, *Phys. Lett. B*, **657**, 228, 2007.
47. *H.Weij, R.Cai*, *Phys. Lett. B*, **660**, 113, 2008.
48. *S.Ray, F.Rahaman, U.Mukhopadhyay, R.Sarkar*, arXiv:1003.5895v1, 2010.
49. *A.K.Yadav, L.Yadav*, arXiv:1007.1411 [gr-qc], 2010.

50. *A.Pradhan, H.Amirhashchi*, *Astrophys. Space Sci.*, **332**, 441, 2011.
51. *B.Saha, A.K.Yadav*, *Astro. Space Sci.* DOI: 10.1007/s10509-012-1070-1, 2012.
52. *A.K.Yadav, B.Saha*, *Astrophys. Space Sci.*, **337**, 759, 2012.
53. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys.*, **4**, 115, 2007.
54. *T.Clifton, P.G.Ferreira, A.Padilla, C.Skordis*, *Phys. Rep.*, **513**, 1, 2012.
55. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Rev. D*, **74**, 086005, 2006.
56. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Rev. D*, **77**, 026007, 2008.
57. *Y.Cai, S.Chen, J.Dent, S.Dutta, E.Saridakis*, *Class. Quan. Gra.*, **28**, 215011, 2011.
58. *R.Ferraro, F.Fiorini*, *Phys. Rev. D*, **75**, 084031, 2007.
59. *K.Bamba, C.Geng, C.Lee, L.Luo*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **1**, 21, 2011.
60. *K.Bamba, C.Geng, C.Lee*, arXiv: 1008.4036, 2010.
61. *E.Kiritsis, G.Kofinas*, *Nuclear Physics B*, **821**, 467, 2009.
62. *T.Nishioka*, *Classical and Quantum Gravity*, **26**, 242001, 2009.
63. *R.Myrzakulov, D.Saez-Gomez, A.Tureanu*, *Gen. Relat. Grav.*, **43**, 1671, 2011.
64. *A.Banijamali, B.Fazlpour, M.Setare*, *Astrophys. Space Sci.*, **338**, 327, 2012.
65. *S.Nojiri, S.Odintsov*, *Phys. Letters B*, **631**, 1, 2005.
66. *B.Li, J.Barrow, D.Mota*, *Phys. Rev. D*, **76**, 044027, 2007.
67. *T.Harko, F.Lobo, S.Nojiri, S.Odintsov*, *Phys. Rev. D*, **84**, 024020, 2011.
68. *B.Paul, P.Debnath, S.Ghose*, *Phys. Rev. D*, **79**, 083534, 2009.
69. *M.Sharif, M.Shamir*, *Class. Quantum Gravity*, **26**, 235020, 2009.
70. *M.Sharif, M.Shamir*, *Mod. Phys. Lett. A*, **25**, 1281, 2010.
71. *A.Sheykhi*, *Gen. Relativ. Gravity*, **44**, 227, 2012.
72. *I.Yilmaz, H.Baysal, C.Akta*, *Gen. Relativ. Gravity*, **44**, 2313, 2012.
73. *K.S.Adhav*, *Astrophys. Space Sci.*, **339**, 365, 2012.
74. *D.Reddy, R.Naidu, B.Satyanarayana*, *Int. J. Theor. Phys.*, **51**, 3222, 2012.
75. *D.Reddy, R.Santi Kumar, R.Naidu*, *Astrophys. Space Sci.*, **342**, 249, 2012.
76. *D.Reddy, R.Santi Kumar*, *Astrophys. Space Sci.*, **344**, 253, 2013.
77. *R.Chaubey, A.Shukla*, *Astrophys. Space Sci.*, **343**, 415, 2013.
78. *S.Katore, A.Shaikh*, *Prespacetime J.*, **3**(11), 1087, 2012.
79. *S.Katore, A.Shaikh*, *Proceedings of International Conference of "Benchmarks in Engineering Science and Technology"*, 2012.
80. *V.Rao, D.Neelima*, *Eur. Phys. J. Plus.*, **128**, 35, 2013.
81. *V.Rao, D.Neelima*, *Astrophys. Space Sci.*, **345**, 427, 2013.
82. *V.Rao, D.Neelima, K.Sireesha*, *Prespacetime*, **4**, 298, 2013.
83. *J.Cunha, J.Lima*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **390**(1), 210, 2008.
84. *A.Singh, U.Debnath*, *Int. J. Theor. Phys.*, **48**(2), 351, 2009.
85. *P.Steinhardt, L.Wang, I.Zlatev*, *Phys. Rev. D*, **59**, 123504, 1999.
86. *R.Setare, Saridakis*, DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.79.043005>
87. *R.A.Knop et al.*, *Astrophys. J.*, **598**, 102, 2003.
88. *M.Tegmark et al.*, *Astrophys. J.*, **606**, 702, 2004.
89. *M.Tegmark et al.*, *Phys. Rev. D*, **69**, 103501, 2004.
90. *G.Hinshaw et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **180**, 225, 2009.
91. *K.Adhav, A.Bansod, H.Ajmire*, *Astrophys. Space Sci.*, **345**, 405, 2013.

VIBRATIONAL STABILITY OF DIFFERENTIALLY ROTATING POLYTROPIC STARS

SUNIL KUMAR¹, A.K.LAL², SEEMA SAINI³

Received 5 March 2014

Accepted 19 September 2014

A method for computing the periods of radial and non-radial modes of oscillations to determine the vibrational stability of differentially rotating polytropic gaseous spheres is represented and incorporated with averaging techniques of Kippenhahn and Thomas. The concepts of Roche-equipotential have also been used for obtaining the distorted structure of different stellar models. Numerical results, based on this study are presented to explain the effect of differential rotation on the oscillations and stability of polytropic stars.

Key words: *Differential rotation: adiabatic and non-adiabatic oscillations:*

1. *Introduction.* The earlier papers of Lal et al. [1], Mohan and Saxena [2], Mohan et al. [3] and Mohan and Singh [4] gave some ideas of the extensive theoretical work which has been done on the theory of oscillations of theoretical models of different types of variable stars. The evidence available thus far shows that except in case of classical Cepheids, it is not possible to explain all the phenomenon of stellar variability purely on the basis of simple radial oscillations. Efforts have, therefore, been often made in literature to explain some of the observed phenomenon of variable stars by invoking the theory of non-radial oscillations. The effects of internal and external forces at work in a star on its modes of radial and non-radial oscillations have also been often investigated for this purpose. Ledoux and Walraven [5] pointed out that dynamical instability leading to explosions in star might be easier to reach for some of the non-radial modes of oscillations rather than for purely radial oscillations. Therefore, non-radial modes of oscillations may be important for the interpretation of some of the more violet types of intrinsic variables.

Most of the authors such as Lal et al.[1], Mohan and Saxena [2], Clement [6], Saio [7], Chandrasekhar and Ferrari [8], Dintrans and Rieutord [9], Lignieres et al [10], Reese et al.[11] and Lovekin and Deupree [12] have studied the oscillations of stars assuming the star to have a solid body rotation, and therefore, rotating uniformly. However, authors such as Woodard [13], Dziembowski and Goode [14], Urpin et al. [15], Mohan et al. [16], Karino and Eriguchi [17], Lovekin et al. [18] and Saini et al. [19] addressed themselves to the problems of differentially rotating stars.

In this study, the problem of eigen-frequencies of radial and non-radial modes of oscillations of differentially rotating polytropic models are determined with the conjunction of an averaging techniques of Kippenhahn and Thomas [20], the law of differential rotation has been assumed of the type[(proposed by Clement [6]):

$$\omega(s) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-b_i s^2), \quad (1)$$

where $\omega(s)$ is the angular velocity of rotation, s is a non-dimensional cylindrical coordinate while a_i and b_i are constants.

2. Eigen-value boundary value problem to determine the eigen-frequencies of small oscillations of differentially rotating polytropic models of stars. In this section, the explicit expressions for determining the pseudo adiabatic radial and non-radial modes of oscillations of differentially rotating polytropic stellar models have been formulated. For this purpose, the relations $P_\psi = P_c \theta_\psi^{N+1}$ and $\rho_\psi = \rho_c \theta_\psi^N$ have been used in the mathematical modeling of the problem.

2.1. Radial Oscillations. To determine pseudo-radial modes of polytropic stellar models, the differential equation for eigen-function is obtained as:

$$\Gamma_1^* \zeta'' + \Gamma_2^* \zeta' + (\Gamma_3^* \omega^{*2} - \Gamma_4^*) \zeta = 0, \quad (2)$$

here $\omega^{*2} = R^3 r_{0s}^3 \sigma^2 / GM_0$ is the non-dimensional form of the eigen-frequency σ , ζ denotes a suitable average of the relative amplitudes of the pulsation of the fluid elements on the equipotential surface $\psi = \text{const}$, suffixes denote the differentiation with respect to r_0 . Mass and radius of undistorted polytropic model are denoted by M_0 and R respectively, r_{0s} is the value of r_0 at the surface of the model, while G is the gravitational constant.

The obtained parameters are as:

$$\begin{aligned} \Gamma_1^* &= \wp_1, \quad \Gamma_2^* = \wp_{12} / r_0 + (N+1) \theta'_\psi \wp_{13} / \theta_\psi, \\ \Gamma_3^* &= (N+1) \xi_{su}^2 \bar{\rho} / 3\gamma r_{0s}^3 \rho_c \theta_\psi, \quad \Gamma_4^* = -(3-4/\gamma)(N+1) \theta'_\psi \wp_2 / \theta_\psi r_0. \end{aligned}$$

2.2. Non-radial oscillations. To determine pseudo non-radial modes of oscillations of polytropic stellar models, the eigen-functions ζ , η and ϕ are to be calculated by following differential equations:

$$\begin{aligned} \zeta' + \mathfrak{B}_1^* \zeta + (\mathfrak{B}_2^* + \mathfrak{B}_3^* / \omega^{*2}) \eta + \omega^{*-2} \mathfrak{B}_3^* \phi &= 0, \\ \eta' + (\mathfrak{C}_1^* \omega^{*2} + \mathfrak{C}_2^*) \zeta + \mathfrak{C}_3^* \eta + \mathfrak{C}_4^* \phi + \phi' &= 0, \\ \phi' + \mathfrak{F}_1^* \phi' + \mathfrak{F}_2^* \zeta + \mathfrak{F}_3^* \eta + \mathfrak{F}_4^* \phi &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

The dashes denote differentiation with respect to x , where $x = r_0 / r_{0s}$. ω^{*2} is same as defined in previous section. The parameters $\mathfrak{B}_{1,2,3}^*$, $\mathfrak{C}_{1,2,3,4}^*$ and $\mathfrak{F}_{1,2,3,4}^*$ are as:

$$\begin{aligned} \mathfrak{B}_1^* &= (l+1)/x + (N+1)\theta'_\psi / \gamma\theta_\psi, & \mathfrak{B}_2^* &= (N+1)\xi_u^2 r_{os}^3 x \rho_3 / 2\gamma\theta_\psi, \\ \mathfrak{B}_3^* &= -3l(l+1)\rho_c r_{os}^4 \rho_4 / 2x\bar{\rho}, & \mathfrak{E}_1^* &= -2\bar{\rho} \rho_5 / 3x\rho_c r_{os}^4, \\ \mathfrak{E}_2^* &= 2(\theta'_\psi)^2 \{N - (N+1)/\gamma\} \rho_6 / \theta_\psi x r_{os}^3 \xi_u^2, & \mathfrak{E}_3^* &= l/x + \theta'_\psi \{N - (N+1)/\gamma\} / \theta_\psi, \\ \mathfrak{E}_4^* &= l/x, & \mathfrak{F}_1^* &= \{2(l+1) - \rho_7\} / x, & \mathfrak{F}_2^* &= 2\theta'_\psi \theta_\psi^{N-1} \{N - (N+1)/\gamma\} \rho_8 / x r_{os}, \\ \mathfrak{F}_3^* &= -(N+1)\theta_\psi^{N-1} r_{os}^2 \xi_u^2 \rho_9 / \gamma, & \mathfrak{F}_4^* &= -l[\rho_{10} + l\rho_{11}] / x^2. \end{aligned}$$

The eigen-value problem (3) determines the eigen-frequencies of non-radial modes of oscillations of differentially rotating polytropic models of the star and has to be solved subject to the boundary conditions

$$\eta + \phi = 2\omega^2 \bar{\rho} \zeta / 3l r_{os}^4 \rho_c \quad \text{and} \quad \phi' = 0 \tag{4}$$

at the centre $x = 0$,

$$\eta r_{os}^3 \rho_3^* + 2\theta'_\psi / \xi_u^2 = 0 \quad \text{and} \quad \phi' + \phi \{ + (l+1)\rho_{14}^* \} = 0 \tag{5}$$

at the surface. In equations (5), asterisk on ρ shows the value of these parameters at $x = 1$, while the parameters are defined in appendix.

The system of differential equations (4) has been solved using Chebyshev polynomials expansions technique. The transformation is used as $x = (z + 1) / 2$ ($-1 \leq z \leq 1$), so that the range of integration is renormalized from the original range (0, 1) to (-1, 1).

3. Analysis of numerical results and conclusion. In this study, the law of differential rotation (1) is taken to observe the effects of parameters s , a , and b , (the values are given in Table1).

Table 1

DATA PRESENTED IN THIS TABLE HAS BEEN TAKEN FROM CLEMENT [6]

a_i and b_i	$N=2.00$	$N=2.50$	$N=3.00$	$N=3.25$
a_1	+0.546668	+0.263144	+0.095155	+0.048836
a_2	+0.544726	+0.720053	+0.555735	+0.400167
a_3	-0.091395	+0.016858	+0.350959	+0.550992
b_1	+0.117936	+0.097485	+0.051248	+0.037318
b_2	+0.387444	+0.290017	+0.203307	+0.153630
b_3	+0.714485	+0.021676	+0.594146	+0.490194

In Table 2, various polytropic stellar models are generated by the combinations of a_i and b_i . The distorted radii and eigen-frequencies of pseudo radial and non-radial modes of oscillations of these polytropic stellar models are computed for polytropic indices 2.0, 2.5, 3.0 and 3.25.

The Fig.1 shows that models 2, 7, 8, 13 and 14 are highly distorted by the effect of differential rotation. The effect increases, if the stars have higher

Table 2

COMBINATIONS OF THE PARAMETERS FOR VARIOUS
DIFFERENTIALLY ROTATING POLYTROPIC MODELS OF
GASEOUS SPHERES

Model	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Parameters	0	0	a_1	a_1	a_1	a_1	0	0	0	a_1	a_1	0	0	a_1	0
	0	a_2	0	0	0	0	a_2	a_2	a_2	0	0	a_2	a_2	a_2	a_2
	0	a_3	0	0	0	0	a_3	a_3	0						
	0	b_1	0	b_1	0	b_1	0	b_1	0	0	b_1	b_1	0	b_1	0
	0	0	b_2	0	b_2	b_2	b_2	b_2	0	0	b_2	b_2	0	b_2	b_2
	0	b_3	b_3	b_3	0	0	b_3	0	0	b_3	b_3	b_3	0	b_3	b_3

polytropic index such as 3.0 or 3.25. Except model 14, all assumed stellar models get low distortions if they are of polytropic index 2.0. Model 1 is an undistorted model and does not lose its shape for any polytropic index. However, there are small distortions in models 10 and 11 if they are of polytropic index 3.0 or 3.25. Therefore, more conclusions can also be drawn for the structure of realistic stars which are distorted by differential rotation and their polytropic nature.

The eigen-frequencies of differentially rotating polytropic stellar models for different polytropic indices are represented by Fig.2-5. In case of stars having any polytropic indices 2.0, 2.5 or 3.25, it is observed that model 1 (i.e. undistorted model) has large eigen-frequencies of fundamental, first and second modes of radial oscillations. All distorted polytropic models of polytropic index 2.0 have almost equal eigen-frequencies for fundamental mode of radial

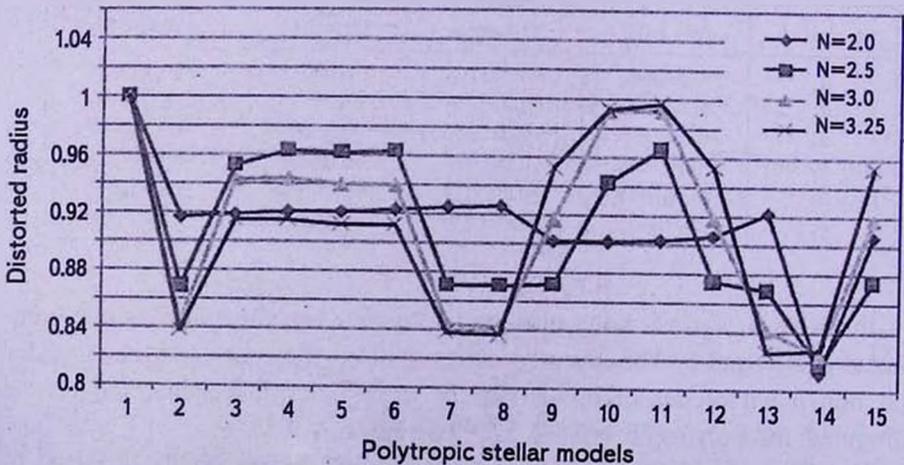


Fig.1. Distorted radii of different differentially rotating polytropic models.

oscillations, but models 9, 10, 11 and 12 have some large eigen-frequencies of first mode of radial oscillations in comparison of other distorted stellar models of same polytropic index. For second mode of radial oscillations of distorted stars of polytropic index 2.0 Comma model 3 gives lowest eigen-frequencies, which are slightly different with eigen-frequencies of model 5 of same index. The stellar models 2, 7, 8, 9, 12, 13 and 14 with polytropic index 2.5 do not give any mode of radial oscillation except fundamental mode. In case of polytropic index 3.0, first and second modes of radial oscillations could not find for models 2, 7, 8, 9, 12, 13, 14 and 15. For polytropic index 3.25,

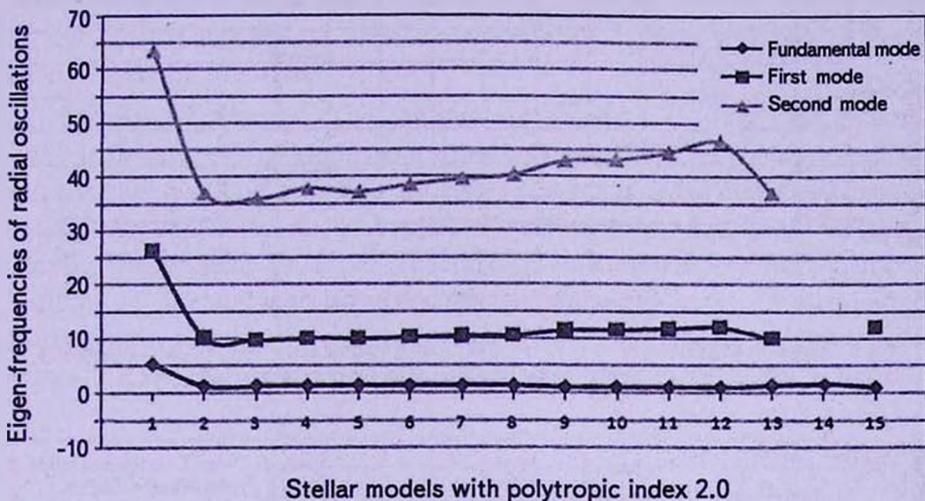


Fig.2. Eigen-frequencies ($\omega^2 = r_{\omega}^3 R^3 \sigma^2 / GM_0$) of fundamental, first and second modes of oscillations of differentially rotating stellar models of polytropic index 2.0.

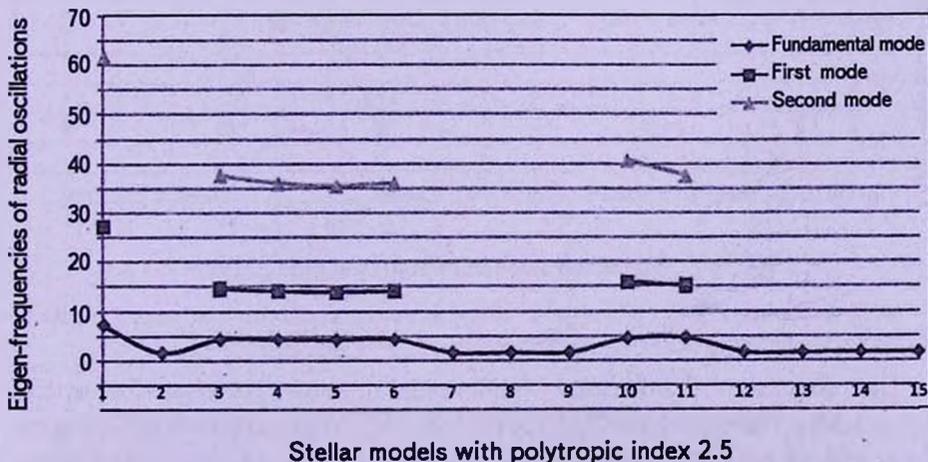


Fig.3. Eigen-frequencies ($\omega^2 = r_{\omega}^3 R^3 \sigma^2 / GM_0$) of fundamental, first and second modes of oscillations of differentially rotating stellar models of polytropic index 2.5.

models 10 and 11 have largest eigen-frequencies (25.80463 for first mode and 55.29806 for second mode). No model gives first and second modes of radial oscillations except for models 1, 9, 10, 11, 12 and 15. For polytropic index 2.0 model 14 does not give first and second modes while model 15 does not give second mode of radial oscillations.

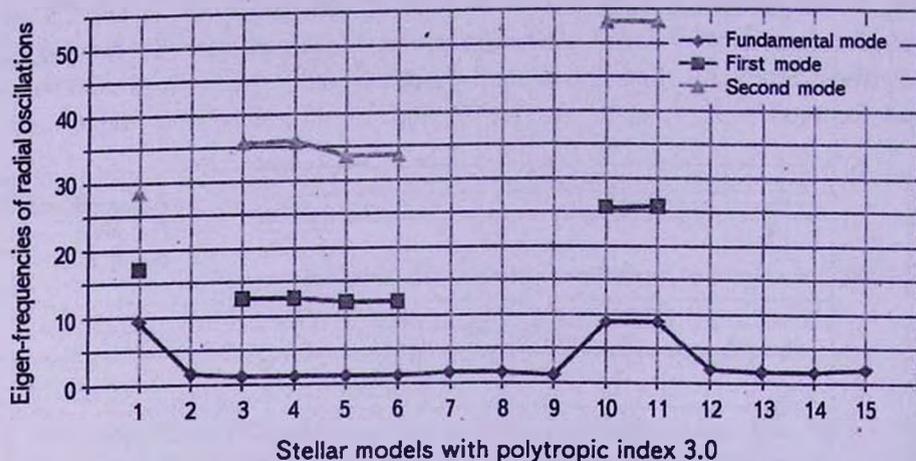


Fig.4. Eigen-frequencies ($\omega^2 = r_{\infty}^3 R^3 \sigma^2 / GM_0$) of fundamental, first and second modes of oscillations of differentially rotating stellar models of polytropic index 3.0.

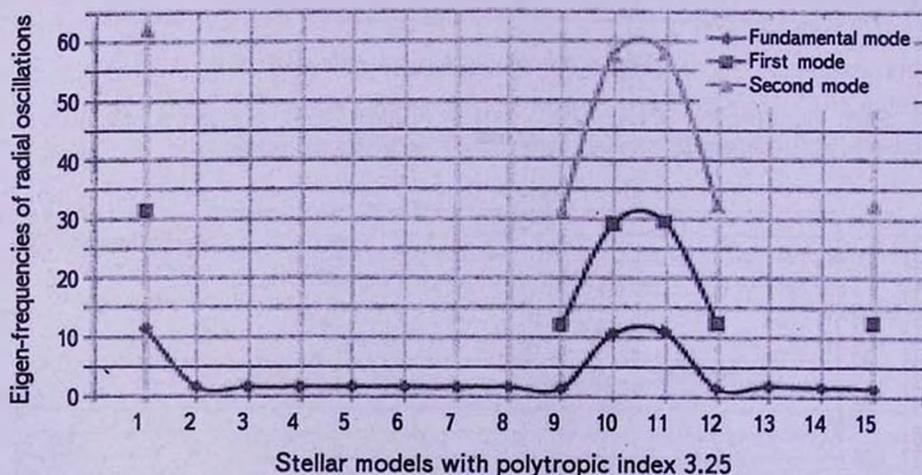


Fig.5. Eigen-frequencies ($\omega^2 = r_{\infty}^3 R^3 \sigma^2 / GM_0$) of fundamental, first and second modes of oscillations of differentially rotating stellar models of polytropic index 3.25.

The results show that because of differential rotations, the eigen-frequencies of f , p and g -modes of oscillations decrease in comparisons with the eigen-frequencies of the same mode of non-rotating polytropic models. These results appear to be contrary to the commonly accepted fact that rotation stabilizes (increases) the eigen-frequencies of g -modes. However, before attributing this

contrary to expected behavior of the effect of rotation on g-modes to neglect the Coriolis force or barotropic nature, it should be noted that rotation stabilizes the eigen-frequencies of g-modes is based on the assumption that the mass of star does not change due to differential rotation.

The present study has shown that, in general, with the dependence of angular velocity of differential rotation on the parameters, the eigen-frequencies of pseudo-radial and non-radial modes (f and p -modes) of oscillations for differentially rotating polytropic models of indices 2.0, 2.5, 3.0 and 3.25. If the parameters of the law of differential rotation (1) are chosen in such a way that the angular velocity could find as a realistic star such as Sun, 1 Mon, 12 Lac or 16 Lac stars etc. then more useful conclusions can also be drawn on the basis of this study.

Acknowledgements. The authors are thankful to Prof. H.G.Sharma (Retd.), Department of Mathematics, Indian Institute of Technology, Roorkee and presently working as Dean Academics and Head of Science and Humanities, Millennium Institute of Technology, Saharanpur and Prof. V.P.Singh (Retd.), Department of Paper Technology, Saharanpur Campus of Indian Institute of Technology, Roorkee and presently Professor, Department of Mathematics, Faculty of Science, Al-Baha University, Alaqiq, Al-Baha, Saudi Arabia (KSA), for giving their fruitful suggestions.

Appendix

Detail of the parameters which has been used in the expressions of radial and non-radial modes of oscillations

$$\varpi_1 = 1 - \frac{8}{3} \mathcal{A} r_0^3 + \frac{8}{5} \mathcal{B} r_0^5 - \frac{26}{45} \mathcal{C} r_0^6 - \frac{64}{105} \mathcal{D} r_0^7 + \frac{16}{7} \mathcal{F} r_0^8 + \left(\frac{32}{189} \mathcal{D} + \frac{3796}{405} \mathcal{G} \right) r_0^9 - \left(\frac{928}{315} \mathcal{H} + \frac{328}{315} \mathcal{J} \right) r_0^{10} + \dots,$$

$$\varpi_2 = 1 - \frac{5}{3} \mathcal{A} r_0^3 + \frac{14}{15} \mathcal{B} r_0^5 - \frac{47}{45} \mathcal{C} r_0^6 - \frac{12}{35} \mathcal{D} r_0^7 + \frac{136}{63} \mathcal{F} r_0^8 + \left(\frac{88}{945} \mathcal{D} + \frac{1651}{405} \mathcal{G} \right) r_0^9 - \left(\frac{8}{7} \mathcal{H} + \frac{268}{315} \mathcal{J} \right) r_0^{10} + \dots,$$

$$\varpi_3 = 1 + 2 \mathcal{A} x^3 r_{os}^3 - \frac{16}{15} \mathcal{B} x^5 r_{os}^5 + \frac{24}{5} \mathcal{C} x^6 r_{os}^6 + \frac{8}{21} \mathcal{D} x^7 r_{os}^7 - \frac{44}{7} \mathcal{F} x^8 r_{os}^8 + \left(\frac{32}{5} \mathcal{D} - \frac{32}{315} \mathcal{G} \right) x^9 r_{os}^9 + \left(\frac{832}{315} \mathcal{H} + \frac{208}{105} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{os}^{10} + \dots,$$

$$\varpi_4 = 1 + \frac{4}{3} \mathcal{A} x^3 r_{os}^3 - \frac{4}{5} \mathcal{B} x^5 r_{os}^5 + \frac{133}{45} \mathcal{C} x^6 r_{os}^6 + \frac{32}{105} \mathcal{D} x^7 r_{os}^7 - \frac{152}{35} \mathcal{F} x^8 r_{os}^8 + \left(\frac{194}{81} \mathcal{D} - \frac{16}{189} \mathcal{G} \right) x^9 r_{os}^9 + \left(\frac{88}{45} \mathcal{H} + \frac{2332}{1575} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{os}^{10} + \dots,$$

$$\begin{aligned} \wp_5 = & 1 + \frac{2}{3} \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 - \frac{8}{15} \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 + \frac{14}{9} C x^6 r_{\alpha}^6 + \frac{8}{35} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 - \frac{124}{45} F x^8 r_{\alpha}^8 + \\ & + \left(\frac{536}{405} \mathcal{D} - \frac{64}{945} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 + \left(\frac{88}{35} \mathcal{H} + \frac{184}{175} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_6 = & 1 - 2 \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 + \frac{16}{15} \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 - \frac{4}{5} C x^6 r_{\alpha}^6 - \frac{8}{21} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 + \frac{212}{105} F x^8 r_{\alpha}^8 + \\ & + \left(\frac{64}{5} \mathcal{D} - \frac{32}{15} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 + \left(\frac{352}{315} \mathcal{H} + \frac{1328}{1575} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_7 = & 2 \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 - \frac{8}{3} \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 + 8 C x^6 r_{\alpha}^6 + \frac{8}{5} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 + \frac{352}{7} F x^8 r_{\alpha}^8 - \\ & - \left(\frac{44}{5} \mathcal{D} - \frac{32}{15} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 + \left(\frac{256}{21} \mathcal{H} - \frac{2864}{315} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_8 = & 1 + \frac{2}{3} \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 - \frac{8}{15} \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 + \frac{14}{9} C x^6 r_{\alpha}^6 + \frac{8}{35} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 - \frac{124}{45} F x^8 r_{\alpha}^8 + \\ & + \left(\frac{536}{405} \mathcal{D} - \frac{64}{945} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 - \left(\frac{48}{35} \mathcal{H} + \frac{184}{175} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_9 = & 1 + \frac{8}{3} \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 - \frac{8}{5} \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 + \frac{346}{45} C x^6 r_{\alpha}^6 + \frac{64}{105} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 - \frac{1136}{105} F x^8 r_{\alpha}^8 + \\ & + \left(\frac{6092}{105} \mathcal{D} - \frac{32}{189} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 + \left(\frac{496}{105} \mathcal{H} + \frac{5672}{1575} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_{10} = & 2 + 4 \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 - 4 \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 + \frac{67}{5} C x^6 r_{\alpha}^6 + \frac{32}{15} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 - \frac{964}{35} F x^8 r_{\alpha}^8 - \\ & - \left(\frac{19}{5} \mathcal{D} - \frac{16}{21} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 + \left(\frac{5048}{315} \mathcal{H} + \frac{3796}{105} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_{11} = & 2 \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 - \frac{4}{3} \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 + \frac{27}{5} C x^6 r_{\alpha}^6 + \frac{56}{105} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 - \frac{292}{35} F x^8 r_{\alpha}^8 + \\ & + \left(\frac{37}{5} \mathcal{D} - \frac{16}{105} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 + \left(\frac{1208}{315} \mathcal{H} + \frac{932}{315} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_{12} = & 4 - \frac{32}{3} \mathcal{A} r_0^3 + \frac{116}{15} \mathcal{B} r_0^5 - \frac{266}{45} C r_0^6 - \frac{368}{105} \mathcal{D} r_0^7 + \frac{1120}{63} F r_0^8 + \\ & + \left(\frac{1072}{945} \mathcal{D} + \frac{14914}{315} \mathcal{G} \right) r_0^9 - \left(\frac{752}{63} \mathcal{H} + \frac{904}{105} \mathcal{J} \right) r_0^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_{13} = & 1 - \frac{8}{3} \mathcal{A} r_0^3 + \frac{8}{5} \mathcal{B} r_0^5 - \frac{26}{45} C r_0^6 - \frac{64}{105} \mathcal{D} r_0^7 + \frac{16}{7} F r_0^8 + \\ & + \left(\frac{32}{189} \mathcal{D} + \frac{1622}{315} \mathcal{G} \right) r_0^9 - \left(\frac{752}{63} \mathcal{H} + \frac{904}{105} \mathcal{J} \right) r_0^{10} + \dots, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \wp_{14} = & 1 + \mathcal{A} x^3 r_{\alpha}^3 - \frac{2}{3} \mathcal{B} x^5 r_{\alpha}^5 + \frac{11}{5} C x^6 r_{\alpha}^6 + \frac{8}{15} \mathcal{D} x^7 r_{\alpha}^7 - \frac{368}{105} F x^8 r_{\alpha}^8 + \\ & + \left(\frac{32}{5} \mathcal{D} - \frac{32}{315} \mathcal{G} \right) x^9 r_{\alpha}^9 + \left(\frac{104}{63} \mathcal{H} + \frac{44}{63} \mathcal{J} \right) x^{10} r_{\alpha}^{10} + \dots, \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A} &= \sum_{i=1}^3 a_i, \quad \mathcal{B} = \sum_{i=1}^3 a_i b_i, \quad \mathcal{C} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 a_i a_j, \quad \mathcal{D} = \sum_{i=1}^3 a_i b_i^2, \quad \mathcal{F} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 a_i b_i a_j, \\
 \mathcal{G} &= \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 a_i a_j a_k, \quad \mathcal{H} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 a_i b_i^2 a_j, \quad \mathcal{J} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 a_i b_i a_j b_j.
 \end{aligned}$$

¹ Department of Mathematics, Stallion College for Engineering and Technology, Saharanpur (U.P.), India, e-mail: dr.sunilkumar@live.com

² S.M.C.A, Thapar University, Patiala (Pb.) India

³ Department of Mathematics, Graphic Era University, Dehradun (U.K.) India

ВИБРАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОЛИТРОПНЫХ ЗВЕЗД

С.КУМАР¹, А.К.ЛАЛ², С.САИНИ³

Предложен метод для вычисления периодов радиальных и нерадиальных мод осцилляций с целью определения вибрационной устойчивости дифференциально вращающихся политропных газовых сфер. Он сопоставляется с усредненной процедурой Киппенананд Томаса. Для получения возмущенной структуры различных звездных моделей, использовано также понятие эквипотенциалов Роше. Численные результаты, основанные на данном исследовании, приводятся для объяснения влияния дифференциального вращения на осцилляции и стабильность политропических звезд.

Ключевые слова: *дифференциальное вращение: адиабатик и не-адиабатик осцилляции*

REFERENCE

1. A.K.Lal, A.Pathania, A.Bhalla, C.Mohan, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical (IOP), 42, 485212, 2009.
2. C.Mohan, R.M.Saxena, Astrophys. Space Science, 113, 155, 1985.
3. C.Mohan, R.M.Saxena, S.R.Agarwal, Astrophys. Space Science, 178, 89, 1991.
4. C.Mohan, K.Singh, Astrophys. Space Science, 77, 493, 1981.
5. P.Ledoux, Th.Walraven, Hand buch dur Physik, Springer-Verlag Berlin, 51,

353-604, 1958.

6. *M.J.Clement*, *Astrophys. J.*, **141**, 210, 1965.
7. *H.Saio*, *Astrophys. J.*, **244**, 299, 1981.
8. *S.Chandrasekhar, V.Ferrari*, *Proc. R. Soc. A*, **432**, 247, 1991.
9. *B.Dintrans, M.Rieutord*, *Astron. Astrophys.*, **354**, 86, 2000.
10. *F.Lignieres, M.Rieutord, D.Reese*, *Astron. Astrophys.*, **455**, 607, 2006.
11. *D.Reese, F.Lignieres, M.Rieutord*, *Astron. Astrophys.*, **455**, 621, 2006.
12. *C.C.Lovekin, R.G.Deupree*, *Astrophys. J.*, **679**, 1499, 2008.
13. *M.F.Woodard*, *Astrophys. J.*, **347**, 1176, 1989.
14. *W.A.Dziembowski, P.R.Goode*, *Astrophys. J.*, **394**, 670, 1992.
15. *V.A.Urpin, D.A.Shalybkov, H.C.Spruit*, *Astron. Astrophys.*, **306**, 455, 1996.
16. *C.Mohan, A.K.Lal, V.P.Singh*, *Indian Journal of Pure and Applied Mathematics*, **29**, 199, 1998.
17. *S.Karino, Y.Eriguchi*, *Astrophys. J.*, **592**, 1119, 2003.
18. *C.C.Lovekin, R.G.Deupree, M.J.Clement*, *Astrophys. J.*, **693**, 677, 2009.
19. *S.Saini, A.K.Lal, S.Kumar*, *Astrofizika*, **57**, 129, 2014.
20. *R.Kippenhahn, H.C.Thomas*, A simple method for the solution of stellar structure equation including rotation and tidal forces. *Stellar rotation*. ed. A.Slettebak, D.Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1970.

ОБЗОРЫ

МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 5 декабря 2014

Представлен обзор работ, на основе которых предложен эффективный механизм радиоизлучения пульсаров. Показано, что замедление вращения нейтронной звезды приводит к движению системы протонных вихрей к поверхности ядра нейтронной звезды. Магнитная энергия этих вихрей выделяется в "магнитных шапках" ограниченных размеров, находящихся на поверхности ядра и коры нейтронной звезды. Магнитозвуковые волны, распространяющиеся в коре звезды, переводят эту энергию на ее поверхность, образуя локализованный источник радиоизлучения пульсаров. Из-за вращения звезды излучение этого источника будет пульсирующим. Показано, что некоторые наблюдательные свойства радиоизлучения пульсаров можно объяснить в рамках предложенного механизма излучения.

Ключевые слова: *нейтронные звезды; пульсары; радиоизлучение*

1. *Введение.* Пульсары были открыты в 1967 г. как источники космического пульсирующего радиоизлучения [1]. Открытие пульсаров послужило новым толчком к теоретическому и экспериментальному изучению свойств вещества в экстремальных условиях: ядерные плотности и сверхсильные магнитные поля. К новым исследованиям в этой области подтолкнул тот факт, что пульсары отождествлялись с нейтронными звездами [2], которые рождаются в результате гравитационного коллапса обычной звезды, израсходовавшей запасы ядерного горючего. Наблюдения пульсаров, проводившихся по всему спектру электромагнитного излучения - от низкочастотных радиоволн до γ -излучения, позволили обнаружить около 2000 источников излучения [3]. Подавляющее большинство этих объектов радиопульсары, которые наблюдаются в области радиочастот от 10^7 Гц до 10^{10} Гц. При значениях частоты $\nu \leq 10^7$ Гц и $\nu \geq 10^{10}$ Гц интенсивность радиоизлучения резко падает. Общая интенсивность радиоизлучения пульсаров меняется в довольно широком интервале от 10^{26} эрг/с до 10^{30} эрг/с.

Несмотря на то, что радиосветимость пульсаров на несколько порядков меньше их общих потерь энергии вращения, радиоизлучение пульсаров имеет очень большую яркостную температуру (порядка 10^{25} К $\pm 10^{28}$ К). Такие высокие яркостные температуры свидетельствуют в пользу того, что радиоизлучение пульсаров генерируется когерентным механизмом. Теоретические модели радиоизлучения пульсаров основываются на факте существо-

вания плотной электрон-позитронной плазмы, рождающейся вблизи магнитных полюсов и истекающей вдоль открытых магнитных силовых линий [4,5]. Считается, что когерентный механизм радиоизлучения возникает за счет различного вида неустойчивостей, возникающих в электрон-позитронной плазме. Однако основные предположения, лежащие в основе существующих теорий излучения пульсаров, как наличие сильного электрического поля вблизи поверхности пульсара, возникновение ультррелятивистских электронов, наличие внутренней (у поверхности пульсара) и внешней (вблизи светового цилиндра) щелей, местонахождение излучающей области и т.д., остаются вполне необоснованными [6]. Кроме вышеуказанных неопределенностей в теории излучения пульсаров сомнительным является предположение о нахождении источника радиоизлучения пульсара в магнитосфере. До сих пор не доказано коротационное движение магнитосферной плазмы со звездой, что необходимо для наблюдения столь строгой временной последовательности радиоимпульсов.

Все эти трудности в понимании физических явлений, происходящих в магнитосфере нейтронной звезды, подталкивают на мысль, что источник радиоизлучения пульсаров находится не в совращающейся с звездой плазме, а на поверхности звезды. Очевидно, что источник радиоизлучения должен формироваться за счет энергосвыделения во внутренних областях нейтронной звезды. Кроме того, необходимо выяснить те механизмы, посредством которых выделенная во внутренних областях нейтронной звезды энергия преобразуется в энергию электромагнитных волн, излучающих пульсарами. В этой работе мы представим те предшествующие работы, которые в конце привели к новому эффективному механизму радиоизлучения пульсаров.

2. *Энергосвыделение в ядре нейтронной звезды.* Общепринятой моделью пульсара является вращающаяся нейтронная звезда, образованная из ядра и коры [7]. Кора нейтронной звезды обычно состоит из Аеп-фазы, состоящей из нейтронов, атомных ядер и электронов, и Ае-фазы с атомными ядрами и электронами. В ядре, состоящем в основном из сверхтекучих нейтронов, сверхпроводящих протонов и нормальных электронов (пре-фаза), при вращении образуется нейтронная вихревая сеть с плотностью $n = 2\Omega/\chi_0$, где $\chi_0 = \pi\hbar/m_n$, m_n - масса нейтрона [8,9]. Из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами в центральной области каждого нейтронного вихря возникает кластер протонных вихрей, через который проникает в ядро нейтронной звезды генерированное токами увлечения магнитное поле. Назовем протонные вихри, связанные с генерированным магнитным полем GP-вихрями. Если расстояние между нейтронными вихрями обозначить через b , то кластер протонных вихрей будет занимать площадь с радиусом $r_1 < b$ [8]. Как известно из наблюдений,

угловая скорость пульсаров Ω уменьшается с секулярным замедлением $|\dot{\Omega}/\Omega| \sim 10^{-18} - 10^{-13} \text{ с}^{-1}$. При уменьшении угловой скорости вращения уменьшается и плотность нейтронных вихрей, следовательно вихри движутся радиально к границе между ядром и корой звезды. При этом их длина укорачивается, следовательно, часть магнитной энергии, заключенная в GP-вихрях, выделяется на границе ядра и коры звезды.

Теперь рассчитаем количественно интенсивность энерговыделения на границе ядра и коры нейтронной звезды из-за укорачивания длины нейтронной вихревой нити [10]. Уравнения, описывающие вращение сверхтекучей жидкости в замедляющейся нейтронной звезде при наличии вихрей имеют вид [9,11]:

$$\text{rot } \bar{v}_s = \bar{\chi}_0 n(\bar{r}, t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial n(\bar{r}, t)}{\partial t} + \text{div}(n(\bar{r}, t) \bar{v}_L) = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$\bar{v}_s = [\bar{\Omega}, \bar{r}] \quad (3)$$

скорость сверхтекучей жидкости, вращающейся твердотельно с угловой скоростью $\bar{\Omega}$, $n(\bar{r}, t)$ - плотность вихрей, \bar{v}_L - скорость движения вихрей. Если подставить выражение (3) в уравнение (1), и учесть, что скорость вихря \bar{v}_L можно представить в виде

$$\bar{v}_L = [\bar{\Omega}, \bar{r}] + \hat{e}_r v_{Lr} + \hat{e}_\varphi v_{L\varphi}, \quad (4)$$

где v_{Lr} и $v_{L\varphi}$ - компоненты локальной скорости вихря, то в цилиндрических координатах (r, φ, z) уравнения (1) и (2) примут вид:

$$2\Omega(\bar{r}, t) + r \frac{\partial \Omega(\bar{r}, t)}{\partial r} = \chi_0 n(\bar{r}, t) \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = -\frac{\chi_0 v_{Lr}}{r} n(\bar{r}, t). \quad (6)$$

Отвлечемся от явления резких скачков в поведении угловой скорости пульсаров, что оправдано при рассмотрении динамики пульсара на временном масштабе $t \gg \tau$, где τ - характерное время послескачковой релаксации. В этом случае в уравнениях (5) и (6) можно пренебречь зависимостями n и Ω от цилиндрического радиуса r . Тогда, из (5) и (6) имеем:

$$n(t) = \frac{2\Omega(t)}{\chi_0}, \quad (7)$$

$$v_{Lr} = -\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} r. \quad (8)$$

Рассмотрим нейтронную вихревую нить, находящуюся на расстоянии r_1 от центра звезды (рис.1), и обозначим ее длину в "пре"-фазе через ℓ_1 .

В этой фазе нейтронная вихревая нить окружена параллельными оси вращения протонными вихрями, плотность которых у центра вихря порядка 10^{21} см^{-2} и стремится к нулю на расстоянии r_1 . Если обозначить через \bar{B} среднюю индукцию магнитного поля вокруг нейтронного вихря, то энергию магнитного поля, содержащуюся в протонном вихревом кластере, можно оценить как

$$W_i' = \frac{\bar{B}^2}{8\pi} \pi r_1^2 \ell_i, \quad \ell_i = 2\sqrt{R^2 - r_1^2}. \quad (9)$$

При радиальном движении нейтронного вихря к поверхности звезды уменьшается его длина ℓ_i , в "пре"-фазе, следовательно, уменьшаются длины протонных вихрей, находящихся в нейтронной вихревой нити.

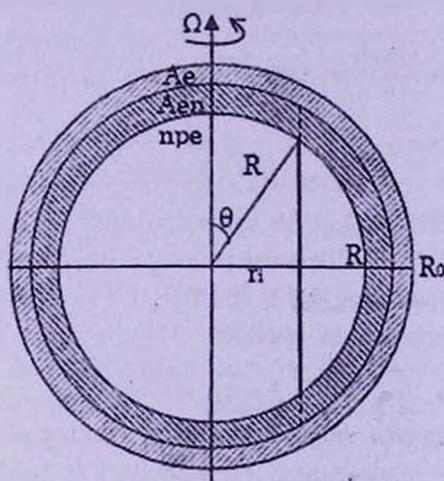


Рис.1. Поперечное сечение модели нейтронной звезды. На расстоянии r_1 от оси вращения расположен нейтронный вихрь.

Магнитная энергия этих вихрей выделяется на границе "пре"-фазы нейтронной звезды. Энергию, выделяемую за единицу времени, можно найти, дифференцируя выражение (9) по времени:

$$\frac{dW_i'}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4\pi} \pi r_1^2 \frac{r_1 v_{1\perp}}{\sqrt{R^2 - r_1^2}}. \quad (10)$$

Используя для скорости вихря $v_{1\perp} = dr_1/dt$ выражение (8), для интенсивности энерговыделения (10) получим:

$$\frac{dW_i'}{dt} = \frac{\bar{B}^2}{4} r_1^2 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_1^2}{\sqrt{R^2 - r_1^2}}. \quad (11)$$

Полная энергия dW/dt , выделяемая за единицу времени протонными вихрями, находящимися на расстоянии r_1 от центра звезды, определяется

умножением выражения (11) на число нейтронных вихрей на окружности с радиусом r_n , т.е. на $2\pi r_n/b$, где b - среднее расстояние между этими вихрями:

$$\frac{dW_i}{dt} = \frac{\pi \bar{B}^2}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \frac{r_1^2}{b} \frac{r_i^3}{\sqrt{R^2 - r_i^2}} \quad (12)$$

Для нахождения полной интенсивности энерговыделения на границе "пре"-фазы нейтронной звезды необходимо суммировать выражение (12) по i так, чтобы r_i менялся от нуля до R (здесь предполагается, что ядро нейтронной звезды полностью состоит из "пре"-фазы). В ядрах нейтронных звезд $b \sim 10^{-2}$ см, а радиус ядра порядка $R \sim 10$ км, следовательно, нейтронные вихри по радиусу расположены почти непрерывно. Поэтому можно от суммирования по i перейти к интегрированию по радиусу, причем, число вихрей в интервале dr равняется $1/b \cdot dr$. Интенсивность энерговыделения, обусловленная этими вихрями, будет:

$$dI_{GP} = \frac{dW}{dt} \cdot \frac{dr}{b} = \frac{\pi \bar{B}^2}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \frac{R^3 x^3 dx}{\sqrt{1-x^2}} \quad (13)$$

Здесь введено обозначение $x = r/R$. Более удобно можно представить интенсивность энерговыделения на границе "пре"-фазы как функцию от угла θ (см. рис.1), где $\theta = \arcsin x$. Тогда формула (13) будет иметь вид

$$dI_{GP}(\theta) = \frac{\pi \bar{B}^2 R^3}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \sin^3 \theta d\theta \quad (14)$$

Как видно из (14), энергия выделяется в основном у экваториальной плоскости нейтронной звезды, т.е. при $\theta \rightarrow \pi/2$. Полная интенсивность энерговыделения I_{GP} определяется интегрированием выражения (14) по углу θ от 0 до $\pi/2$:

$$I_{GP} = \frac{\pi \bar{B}^2 R^3}{3} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left(\frac{r_1}{b} \right)^2 \quad (15)$$

Для оценки интенсивности энерговыделения подставим в (15) значения среднего магнитного поля кластера \bar{B} и отношения r_1/b из работы [8]:

$$\bar{B} = \frac{k \Phi_0}{4\pi \lambda^2}, \quad r_1/b = (\xi/\lambda)^{|2k|} \quad (16)$$

где λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ - длина когерентности протонов, k - коэффициент ушечения протонов нейтронами и $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см² - квант магнитного потока. Тогда для интенсивности энерговыделения окончательно получим [10]:

$$I_{GP} = \frac{\pi}{3} \left(\frac{k \Phi_0}{4\pi \lambda^2} \right)^2 R^3 (\xi/\lambda)^{|2k|} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \quad (17)$$

В ядре нейтронной звезды средняя плотность вещества порядка $5 \cdot 10^{14}$ г/см³, следовательно средняя плотность сверхтекучих протонов $n_p \approx 10^{37}$ см⁻³. Для таких плотностей $\lambda \sim 10^{-11}$ см, $\xi \sim 10^{-12}$ см, т.е. $\xi/\lambda \sim 0.1$. Подставляя эти значения параметров в (17), а также принимая $R = 10^6 R_6$, $|\dot{\Omega}/\Omega| = 10^{-15} |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15}$ и $|k| = 0.5$, для I_{CP} получим оценку:

$$I_{CP} = 7 \cdot 10^{28} R_6^3 |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} \text{ эрг/с.} \quad (18)$$

Для типичных нейтронных звезд $R_6 \sim 1$, а для радиопульсаров $|\dot{\Omega}/\Omega|_{-15}$ меняется от 0.01 до 100, следовательно полная энергия, выделяемая на поверхности "пре"-фазы порядка $7 \cdot 10^{26} - 7 \cdot 10^{30}$ эрг/с, причем она в основном выделяется вблизи экваториальной плоскости. Отметим, что интенсивность радиоизлучения пульсаров лежит в интервале значений 10^{26} эрг/с - 10^{30} эрг/с. Оценки интенсивности энерговыделения по формуле (18) показывают, что она достаточна для обеспечения радиоизлучения пульсаров. Необходимо, однако, показать что эта энергия выделяется в радиодиапазоне и что низкочастотные радиоволны смогут распространяться через плотную плазму коры до поверхности звезды. Кроме этого, известно, что радиосигналы от пульсаров имеют импульсный характер. Для получения такого сигнала необходимо, чтобы энерговыделение на поверхности ядра было асимметричным. Вопросы о реализации этих возможностей рассматриваются в следующих разделах.

3. Асимметрия энерговыделения в ядре нейтронной звезды. При адиабатическом коллапсе сверхновой с типичным "вмороженным" магнитным полем порядка $10^2 - 10^3$ Гс поток магнитного поля сохраняется, и в результате рождения во взрыве сверхновой нейтронная звезда приобретает магнитное поле порядка $10^{12} - 10^{13}$ Гс [12]. По мере охлаждения звезды, при критических температурах, соответственно, $T_{cn} \sim 10^{10}$ К и $T_{cp} \sim 5 \cdot 10^9$ К, нейтроны и протоны переходят в сверхтекучее состояние. Как показано в [13], время выталкивания магнитного потока из ядра нейтронной звезды до образования в ней сверхтекучего протонного конденсата порядка 10^8 лет, что намного больше времени 10^3 лет, необходимого для охлаждения звезды до критической температуры T_{cp} . Таким образом, поток остаточного магнитного поля в ядре нейтронной звезды сохраняется до перехода протонов в сверхпроводящее состояние. Так как протонный конденсат представляет собой сверхпроводник II рода ($\lambda/\xi_p \sim 10 > 1/\sqrt{2}$, где λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ_p - длина когерентности сверхпроводящей протонной жидкости), то магнитный поток локализуется в областях с радиусом $\lambda \sim 10^{-11}$ см вокруг ствола протонного вихря и в сверхтекучем ядре нейтронной звезды возникает однородная решетка протонных вихрей, каждый из которых несет квант магнитного потока $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см². Назовем вихри, связанные с остаточным магнитным полем RP-вихрями. Вихри этой однородной решетки имеют направление

остаточного магнитного поля, которое вне ядра нейтронной звезды имеет дипольную форму. Магнитный момент \bar{M}_R остаточного магнитного поля направлен под произвольным углом к оси вращения нейтронной звезды (т.е. к $\bar{\Omega}$). Однако анализ стабильной конфигурации остаточного магнитного поля [14] показывает, что магнитный момент \bar{M}_R ориентирован под углом, близким к 90° по отношению к $\bar{\Omega}$. В дальнейшем, для ясности, будем считать, что \bar{M}_R перпендикулярен к $\bar{\Omega}$. Как указывалось в разделе 2, в сверхтекучем ядре генерируется сильно неоднородное магнитное поле с магнитным моментом \bar{M}_G , параллельным $\bar{\Omega}$. В большей части ($\geq 80\%$) объема сверхтекучего ядра генерированное магнитное поле равно нулю, а вблизи стволон нейтронных вихрей оно порядка $10^{14} - 10^{15}$ Гс. Таким образом, в сверхтекучем ядре нейтронной звезды существуют два типа перпендикулярных друг другу протонных вихрей: RP-вихри и GP-вихри, посредством которых, соответственно, остаточное и генерированное токами увлечения магнитные поля входят в протонный сверхпроводник.

В случае пересечения вихри могут взаимно закрепляться (пиннинг), так как в этом случае энергия системы, состоящей из двух вихрей, уменьшается за счет выигрыша в энергии конденсации пересеченного объема. Как следует из выражений (7) и (8), при замедлении звезды нейтронные вихри и связанные с ними GP-вихри движутся к границе ядра и коры нейтронной звезды. Так как RP-вихри запиннингованы к GP-вихрям, то они также будут участвовать в движении и энерговыделении. Поскольку RP-вихри перпендикулярны GP-вихрям, энерговыделение будет асимметричным: на поверхности сверхтекучего ядра возникнут два локализованных пятна с повышенной интенсивностью энерговыделения [13].

Интенсивность энерговыделения, обусловленного движением RP-вихрей, вычислена в работе [13]. Рассмотрим некую поверхность, параллельную экваториальной плоскости, которая определяется выбором угла θ . Это есть окружность, в которой RP-вихри расположены параллельно друг другу, а GP-вихри пересекают ее перпендикулярно, образуя гексагональную решетку (рис.2). Скорость движения RP-вихрей равна

$$v_x = v_{Lr} \cos \varphi = \frac{|\dot{\Omega}|}{2\Omega} h, \quad (19)$$

где h - расстояние вихря от оси вращения звезды. Хотя GP-вихри движутся радиально со скоростью v_{Lr} , тем не менее каждый запиннингованный RP-вихрь движется к границе сверхтекучего ядра, оставаясь параллельным сам себе (рис.2). Это означает, что радиальное движение GP-вихрей не приводит к возникновению силы, стремящейся изменить начальную прямолинейную форму RP-вихря. Благодаря такому движению из начального однородного распределения RP-вихрей через короткое время устанавливается характерная структура, схематически изображенная на рис.2.

Если обозначить длину i -го RP-вихря через ℓ_i , а радиус окружности, определяемой углом θ , через R_θ , и учесть, что $\ell_i = 2R_\theta \sin\theta$ и $d\varphi/dt = (\dot{\Omega}/2\Omega) \operatorname{ctg}\theta$, имеем

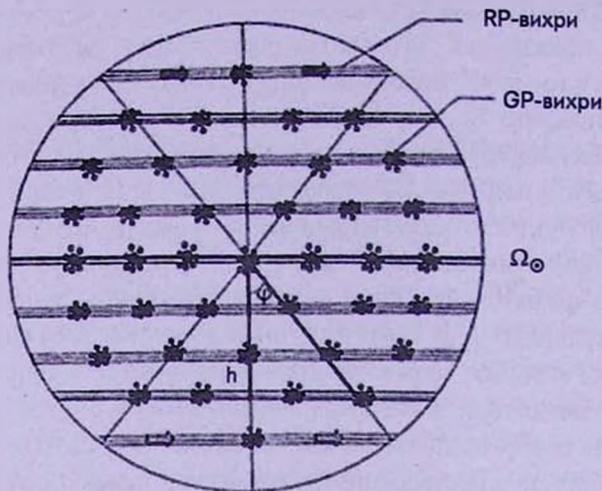


Рис.2. Схематическое изображение сечения сверхтекучего ядра нейтронной звезды плоскостью, перпендикулярной оси вращения. Точками изображены нейтронные вихри, а также сгруппированные вокруг них GP-вихри. Линиями изображены RP-вихри.

$$\frac{d\ell_i}{dt} = \frac{|\dot{\Omega}|}{\Omega} R_\theta \operatorname{ctg}\theta \cos\theta. \quad (20)$$

Интенсивность энерговыделения из-за движения RP-вихрей в выделенной нами окружности будет равна

$$\frac{dE_\theta}{dt} = \varepsilon_V \frac{b}{d_0} \frac{d\ell_i}{dt} dN_\varphi, \quad (21)$$

где $b = 1.075(\chi_0/2\Omega)^{1/2}$ - расстояние между нейтронными вихрями, $d_0 = (2\Phi_0/\sqrt{3}B_0)^{1/2}$ - расстояние между протонными вихрями, а ε_V - энергия единицы длины протонного вихря, которая определяется как

$$\varepsilon_V = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi_p}. \quad (22)$$

Число вихрей по азимутальному углу $d\varphi$ равно

$$dN_\varphi = R_\theta \sin\theta d\varphi/b, \quad (23)$$

следовательно, из (20), (21) и (23) получим

$$\frac{dE_\theta}{dt} = \frac{\varepsilon_V}{d_0} \frac{|\dot{\Omega}|}{\Omega} R^2 \sin^2\theta \cos^2\theta d\varphi. \quad (24)$$

Для суммирования по θ заметим, что число поверхностей, лежащих

в интервале $d\theta$, есть

$$dN_{\theta} = R \sin\theta d\theta/d_0. \quad (25)$$

Тогда полная интенсивность энерговыделения, связанного с движением RP-вихрей, равна

$$dI_{RP} = \frac{dE_{\theta}}{dt} dN_{\theta} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \varepsilon_V \frac{|\dot{\Omega}|}{\Omega} R^3 \sin^3\theta \cos^2\varphi d\theta d\varphi. \quad (26)$$

Выше было вычислено также угловое распределение интенсивности энерговыделения, обусловленного движением GP-вихрей (см. формулу (14)). Из этой формулы видно, что угловое распределение интенсивности изотропно по азимутальному углу φ . Поэтому формулу (14) можно представить в виде

$$dI_{GP}(\theta) = \int_0^{2\pi} dI_{GP}(\theta, \varphi) d\varphi,$$

где

$$dI_{GP} = \frac{1}{4} \left(\frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \sin^3\theta d\theta d\varphi. \quad (27)$$

С учетом (26) и (27), для углового распределения полной интенсивности энерговыделения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды из-за движения GP и RP-вихрей получим выражение

$$dI(\theta, \varphi) = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \right)^2 R^3 \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| \left[\frac{k^2}{4\lambda^2} \left(\frac{\xi_p}{\lambda} \right)^{\frac{1}{|k|}} + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \ln \left(\frac{\lambda}{\xi_p} \right) \cos^2\varphi \right] \sin^3\theta d\theta d\varphi. \quad (28)$$

Подставляя типичные значения параметров $\lambda \approx 0.8 \cdot 10^{-11}$ см, $\lambda/\xi_p \approx 10$, $|k| \approx 0.5$ и $B_0 \approx 10^{12}$ Гс, имеем

$$dI \approx 1.2 \cdot 10^{29} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6^3 (1 + \cos^2\varphi) \sin^3\theta d\theta d\varphi. \quad (29)$$

Из выражения (29) следует, что энерговыделение происходит асимметрично и интенсивность максимальна в двух локализованных областях, а именно, там где $\varphi \rightarrow 0$ или $\varphi \rightarrow \pi$ и $\theta \rightarrow \pi/2$. Эти области повышенного энерговыделения находятся вблизи экваториальной плоскости в направлении, перпендикулярной к \vec{M}_R и \vec{M}_G .

В работе [15] проведено сравнение интенсивности энерговыделения при движении вихревой системы в сверхтекучем ядре нейтронной звезды с данными радиосветимости 576 пульсаров. При этом предполагалось, что w/p -ая часть энергии, рассчитанная по формулам (17) и (29), может преобразоваться в энергию радиоизлучения, где w - временная ширина среднего радиоимпульса, p - период пульсара. На рис.3 приведены графики зависимости полной интенсивности энерговыделения от параметра $x = w/p\tau_6$

для различных моделей нейтронных звезд с радиусами $R_0 = 0.8, 1.0$ и 1.2 , где $\tau = \Omega/2|\dot{\Omega}|$ - время жизни пульсара. Точками на рис.3 обозначены пульсары с известными данными радиосветимости и значения параметра $x = w/p\tau_0$. Как видно из рис.3, для почти 90% пульсаров интенсивность энерговыделения, связанная с движением намагниченных вихрей в ядре нейтронной звезды достаточна для объяснения данных наблюдений

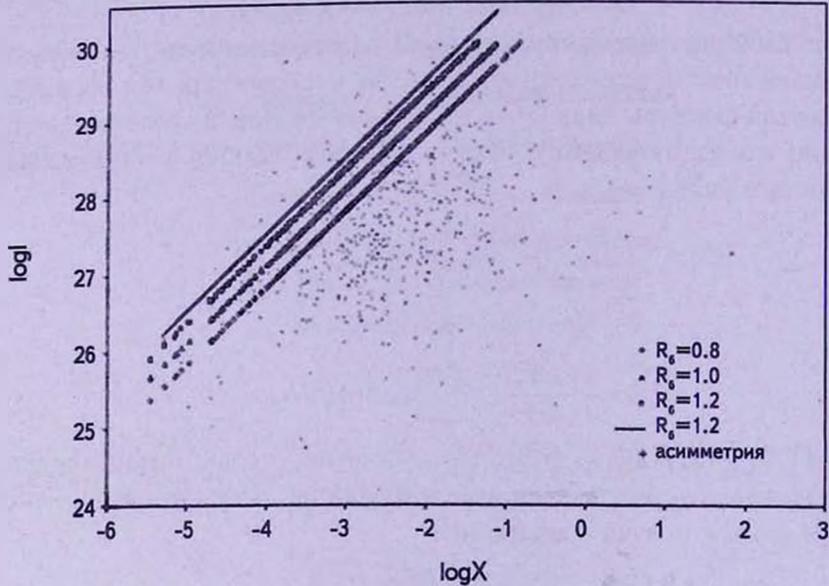


Рис.3. Графики зависимости полной интенсивности энерговыделения от параметра $x = w/p\tau_0$. Точками обозначены пульсары с известными данными радиосветимости и значения параметра $x = w/p\tau_0$.

радиосветимости пульсаров, причем можно учесть также, что часть выделенной энергии может преобразоваться в тепло. Таким образом, анализ данных радиосветимости 575 пульсаров указывает на эффективность рассмотренного механизма энерговыделения на границе ядра и коры нейтронной звезды. Магнитная энергия, заключенная в протонных вихрях, достаточна, чтобы в рамках общепринятых моделей нейтронных звезд обеспечить радиосветимость большинства известных радиопульсаров. Для полного рассмотрения проблемы радиоизлучения пульсаров необходимо указать механизм превращения магнитной энергии вихрей в энергию электромагнитного излучения нейтронной звезды и механизм формирования "пятна" на поверхности звезды с повышенной интенсивностью энерговыделения, благодаря чему будут наблюдаться импульсные радиосигналы от пульсаров.

4. *Формирование "магнитной шапки" на поверхности сверхтекучего ядра.* В сверхтекучем ядре генерируются два типа магнитных полей. Первый тип магнитного поля генерируется из-за "эффекта увлечения"

протонов нейтронами [16,17] и имеет полоидальную структуру с магнитным моментом \bar{M}_G параллельной $\bar{\Omega}$. Второй тип магнитного поля генерируется из-за наличия отличной от нуля разности угловых скоростей сверхтекучих нейтронов Ω_n и электронов Ω_e , т.е. при $\Omega_n - \Omega_e \neq 0$. Как показано в работе [18], этот эффект генерации магнитного поля имеет место только в искривленном гравитацией пространстве. Это поле генерируется в ядре нейтронной звезды, имеет тороидальную структуру и содержится в кольцевых квантовых вихрях, лежащих в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости. Тороидальное магнитное поле максимально вблизи экваториальной плоскости и порядка остаточного поля звезды. Так как тороидальное поле лежит в той же плоскости, что и остаточное поле, то оно может усиливать или ослаблять остаточное магнитное поле в зависимости от направления тороидального поля.

Таким образом, в сверхтекучем ядре нейтронной звезды существуют три типа протонных вихрей: вихри, ассоциированные с остаточным (RP-вихри) и тороидальным (TP-вихри) магнитными полями, находящимися в плоскостях, перпендикулярных оси вращения звезды, и вихри, обусловленные полоидальным магнитным полем (GP-вихри), которые локализованы в форме кластеров вокруг стволов нейтронных вихрей. Вне сверхтекучего ядра магнитное поле представляет собой суперпозицию генерированного полоидального и остаточного магнитных полей.

В работе [19] показано, что из-за магнитной структуры GP-вихрей безвихревая зона ядра нейтронной звезды увеличивается, достигая толщины порядка 5 м. Так как радиус ядра порядка 10 км, то минимальная длина

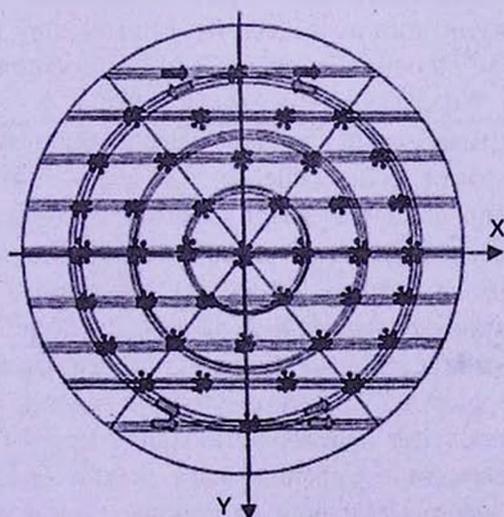


Рис.4. Система протонных вихрей в ядре нейтронной звезды. Окружностями изображены TP-вихри.

GP-вихря порядка 500 м. На плоскостях параллельных экваториальной плоскости, где лежат RP-вихри и TP-вихри, RP-вихри представляют собой параллельные друг другу прямые линии, имеющие скажем направление оси X . Они сгущены вокруг нейтронного вихря и их минимальная длина также 500 м (рис.4). Что касается TP-вихрей, то они имеют вид круговых колец, которые также сгущены у нейтронного вихря. Сгущение этих вихрей у нейтронного вихря происходит из-за пиннинга кластера GP-вихрей, связанного с нейтронным вихрем, с RP-вихрями и TP-вихрями. Отметим, что из-за сгущения протонных вихрей магнитное поле в местах сгущения усиливается на два порядка. Поэтому магнитное поле между сгущениями можно считать отсутствующим.

У точек пересечения оси Y (перпендикулярной к оси X) с поверхностью ядра нейтронной звезды образуются две "магнитные шапки", основания которых круговые поверхности с диаметром 500 м, а поверхность шапки совпадает с поверхностью ядра нейтронной звезды. Эти две шапки лежат в противоположных концах пересечения оси Y с поверхностью ядра нейтронной звезды. При отсутствии TP-вихрей структура магнитного поля в обеих "магнитных шапках" одинакова. Однако при наличии TP-вихрей в зависимости от относительных направлений TP-вихрей и RP-вихрей структуры магнитного поля в обеих шапках не будут одинаковы. В одной из шапок, где X -компонента тороидального магнитного поля имеет то же направление, что и RP-вихри, магнитное поле и его градиент по направлению Y увеличиваются (два поля складываются), тогда как в противоположной шапке магнитное поле и его градиент по направлению Y уменьшаются. Таким образом, существует естественная причина (наличие тороидального магнитного поля) для образования двух несимметричных "магнитных шапок", в одной из которой магнитное поле и его градиент по направлению Y больше, чем в другой.

Движение вихревых линий к границе ядра нейтронной звезды приводит к изменению энергии, содержащейся в вихревых нитях. Уменьшение энергии вихря сопровождается энерговыделением, тогда как увеличение энергии вихря обеспечивается энергией вращения сверхтекучего ядра. В частности, магнитная энергия TP-вихрей будет увеличиваться при их движении к границе ядра нейтронной звезды. Энергия этих вихрей будет максимальна на границе ядра, так как их радиус там максимален. TP-вихри будут переносить энергию кольцевых вихрей к границе ядра нейтронной звезды. Произойдет также перенос магнитной энергии GP-вихрей и RP-вихрей при их движении к границе ядра звезды. Это движение будет сопровождаться энерговыделением на границе ядра и коры нейтронной звезды. Энерговыделение из-за укорачивания GP-вихрей произойдет по всей поверхности ядра нейтронной звезды до радиуса безвихревой зоны.

Эти вихри, дойдя до этой зоны, далее аннигилируются, выделяя добавочную энергию. В энерговыделение дают вклад также RP-вихри, так как они, двигаясь с GP-вихрями, укорачивают свою длину.

При аннигиляции нейтронных вихрей приведенные ими GP, RP и TP-вихри остаются у границы безвихревой зоны, заполняя основание "магнитной шапки", которое является круговой поверхностью с диаметром $2R_0 = 5 \cdot 10^4$ см (рис.5). Как видно из рисунка, образуются две "магнитные шапки", в одной из которых TP-вихри имеют с RP-вихрями одинаковое направление, тогда как в другой они направлены противоположно друг другу. Следовательно, TP-вихри в одной "магнитной шапке" усиливают магнитное поле, а в другой - уменьшают его. Таким образом, две "магнитные шапки", лежащие в двух противоположных точках пересечения оси Y с границей ядра нейтронной звезды, в смысле энергосодержания несимметричны, следовательно, и энерговыделение в этих шапках будет количественно отличаться друг от друга. Если плотность TP-вихрей по сравнению с плотностью RP-вихрей настолько мала, что ею можно пренебречь, то тогда мы имеем дело с симметричными "магнитными шапками".

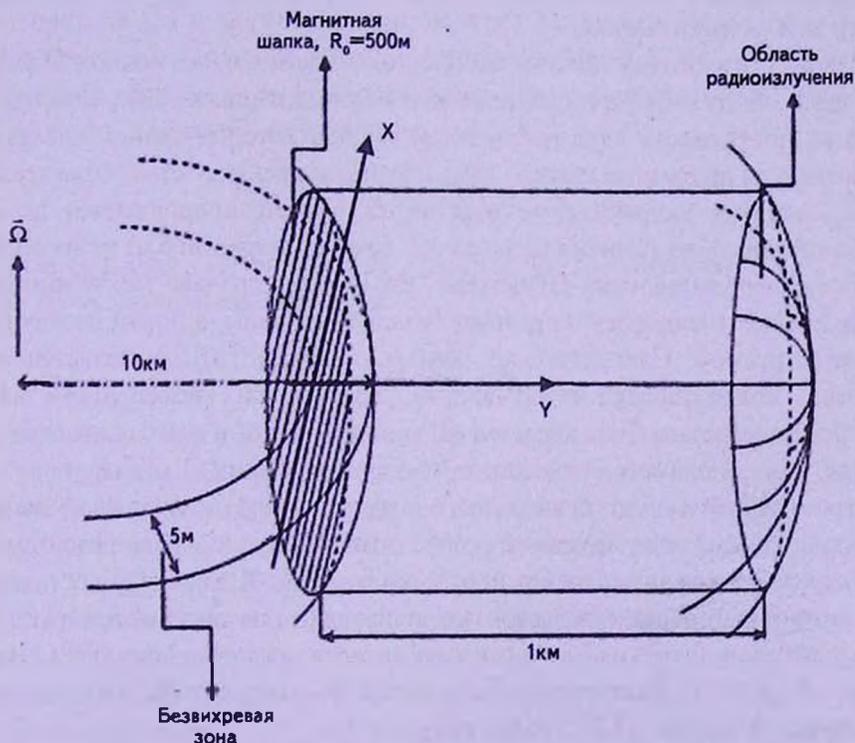


Рис.5. Формирование магнитной шапки на поверхности ядра и области радиоизлучения на поверхности нейтронной звезды.

Так как поток RP-вихрей к границе ядра нейтронной звезды продолжается в течение всей активной жизни пульсара, то плотность протонных вихрей на основании "магнитной шапки" увеличивается, достигая до значений, обеспечивающих установление второго критического поля внутри "магнитной шапки". При таких значениях магнитного поля стволы протонных вихрей соприкасаются и, следовательно, протонная жидкость переходит в нормальное состояние. Внутри "магнитной шапки" от ее поверхности к центру устанавливаются градиенты магнитного поля, которые и приводят к диффузии магнитного поля или к "схлопыванию" протонных вихрей с последующим энерговыделением магнитной энергии вихрей. Эта энергия может возбуждать магнитозвуковые волны в той части нейтронной звезды, основанием для которой служит "магнитная шапка". Эта часть представляет собой цилиндрическую область с радиусом равным радиусу "магнитной шапки" и длиной равной толщине коры нейтронной звезды. Вещество в этой области представляет собой плотную ионизированную плазму с магнитным полем, перпендикулярным к оси этого цилиндра. Поэтому в этой области могут распространяться магнитозвуковые волны, которые переведут выделенную в "магнитной шапке" энергию на поверхность нейтронной звезды.

Перейдем к оценке количества энерговыделения в "магнитной шапке". В разделе 2 была найдена интенсивность энерговыделения энергии магнитного поля на поверхности ядра нейтронной звезды, которое происходит из-за укорачивания протонных вихрей. Здесь предполагалось отсутствие безвихревой зоны, поэтому укорачивание протонных вихрей продолжается до их исчезновения. Учет наличия безвихревой зоны (с шириной 5 м) не изменяет картину энерговыделения GP-вихрей, так как они сначала укорачиваются до их длины, имеющейся на радиусе безвихревой зоны, а потом полностью аннигилируются. Следовательно, как и в работе [10], выделяется вся энергия, содержащаяся в GP-вихрях, достигавших поверхности ядра нейтронной звезды. Что касается RP-вихрей, то они укорачиваются до длины, равной диаметру основания "магнитной шапки". Так как эта длина (порядка 500 м) мала по сравнению с диаметром ядра нейтронной звезды (порядка 20 км), мы можем считать, что, как и в случае отсутствия безвихревой зоны, выделяется почти вся энергия RP-вихрей, достигших "магнитной шапки". Энерговыделение, приходящее на единицу поверхности ядра нейтронной звезды, можно найти интегрированием формулы (29) по углам θ и φ и разделением результата интегрирования на площадь поверхности сферы $4\pi R^2$. Тогда получим

$$\frac{I_1}{4\pi R_6^2} \approx 10^{17} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} \cdot R_6, \quad (30)$$

где принято $B_0 \approx 10^{12}$ Гс.

Легко вычислить также интенсивность энергосвечения на единицу поверхности "магнитной шапки" $I_2/\pi R_0^2$. При "хлоповании" протонных вихрей магнитных кластеров в безвихревой зоне на поверхности "магнитной шапки" остаются укороченные протонные вихри начального поля, которые приведены туда же этими же кластерами. В течение времени плотность этих вихревых нитей увеличивается, что увеличивает магнитное поле на поверхности "магнитной шапки". Усиление магнитного поля продолжается до значения H_{c2} , которое соответствует второму критическому полю. Это поле равно $H_{c2} = \Phi_0 \ln(\lambda/\xi)/(4\pi\lambda^2)$ и в условиях нейтронной звезды порядка $H_{c2} \approx 7.5 \cdot 10^{14}$ Гс. При достижении этого значения магнитного поля протонная жидкость в "магнитной шапке" перейдет в нормальное состояние. Наличие градиента магнитного поля, направленного из внутренней и внешней поверхностей "магнитной шапки" вовнутрь, приведет к диффузии магнитного поля к центру "магнитной шапки". Следовательно, вихри будут "схлопываться", выделяя магнитную энергию на границе ядра и коры нейтронной звезды в области "магнитной шапки".

Для вычисления интенсивности энергосвечения, приходящейся на единицу поверхности этой области, достаточно вычислить энергию, которую приводят вихри в единицу времени через единицу поверхности тогда, когда начальное магнитное поле достигает значения H_{c2} . Эта интенсивность энергосвечения будет равняться плотности магнитной энергии умноженной на скорость движения вихревой решетки, т.е.

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = \frac{H_{c2}^2}{8\pi} \frac{1}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R. \quad (31)$$

Если в формулу (31) подставить значение магнитного поля H_{c2} , $|\dot{\Omega}/\Omega|$ и R , то окончательно получим:

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = 10^{19} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6. \quad (32)$$

Сравнение формул (30) и (32) показывает, что интенсивность энергосвечения, приходящаяся на единицу поверхности в области "магнитной шапки" почти на два порядка больше от среднего энергосвечения на других частях поверхности ядра нейтронной звезды. Этот означает, что наличие "магнитной шапки" у вращающейся нейтронной звезды и интенсивное энергосвечение в ней делают ее локальным источником возбуждения магнитозвуковых волн. Роль магнитозвуковых волн в преобразовании магнитной энергии сверхтекучего ядра нейтронной звезды в радиоизлучении пульсара будет обсуждаться в следующем разделе.

Отметим также, что полная интенсивность энергосвечения "магнитной шапки" по порядку величины совпадает с интенсивностью радиоизлучения пульсаров. Действительно, если учесть, что $R_0 \approx 5 \cdot 10^4$ см, то

$$I_2 = 10^{29} \cdot \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6. \quad (33)$$

Если учесть, что $\left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15}$ у пульсаров меняется в диапазоне $10^{-2} + 10^2 \text{ с}^{-1}$ и $R_6 = 1$, то значение I_2 лежит в интервале от 10^{27} эрг/с до 10^{31} эрг/с, что хорошо согласуется с наблюдениями.

5. *Магнитозвуковые волны в коре нейтронной звезды.* Как известно, в коре нейтронной звезды имеется почти однородное, перпендикулярное к экваториальной плоскости звезды магнитное поле, которое достигает до значений порядка $10^{12} - 10^{13}$ Гс. В находящейся в магнитном поле ионизированной плазме могут распространяться магнитозвуковые волны, так как при малых частотах волн плазму коры можно считать сплошной средой. Тогда для описания распространения волн в коре нейтронной звезды можно применять известные уравнения классической магнитогидродинамики.

Как показано в работах [20-23], поведение плазмы в коре нейтронной звезды, находящейся в магнитном поле, с учетом сил вязких трений и наличия конечной электро- и теплопроводности среды, можно описать следующей системой уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0. \quad (34)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} - \frac{1}{4\pi} (\vec{H} \nabla) \vec{H} = -\nabla \left(p + \frac{H^2}{8\pi} \right) + \eta \nabla^2 \vec{v} + \left(\xi + \frac{\eta}{3} \right) \nabla(\nabla \vec{v}), \quad (35)$$

$$\frac{d\vec{H}}{dt} - (\vec{H} \nabla) \vec{v} + H(\nabla \vec{v}) = \nu_m \Delta \vec{H}, \quad (36)$$

$$\rho \frac{T ds}{dt} = -(\nabla \vec{q}) - \pi_{\alpha\beta} \frac{\partial V_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{j^2}{\sigma}, \quad (37)$$

$$\rho T \frac{ds}{dt} = \frac{1}{\gamma - 1} \left(\frac{dp}{dt} - c_s^2 \frac{d\rho}{dt} \right). \quad (38)$$

Здесь ρ и \vec{v} - плотность и скорость движения вещества при распространении волны, соответственно, p - давление, η и ξ - коэффициенты вязкости плазмы коры, σ - коэффициент электропроводности, $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$ - магнитная вязкость, $\pi_{\alpha\beta}$ - тензор вязких напряжений, j - плотность тока, T - температура, s - энтропия единицы массы, $\vec{q} = -\kappa \nabla T$ - плотность потока тепла, κ - коэффициент теплопроводности, c_s - скорость звука в среде, γ - показатель адиабаты среды.

Следуя работам [21,24], рассмотрим распространение магнитозвуковых волн в плазме коры нейтронной звезды конечной ширины ℓ . Предположим магнитное поле в коре направлено по оси y , а ось x направлена по радиусу от поверхности к центру звезды. Поперечная ось z направлена перпенди-

кулярно плоскости (x, y) и составляет с ее осями правую систему. Меняющиеся со временем магнитную индукцию, плотность вещества, давление и температуру представим в следующем виде:

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + \bar{h}, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad p = p_0 + p', \quad T = T_0 + T', \quad (39)$$

где \bar{H}_0 , ρ_0 , p_0 и T_0 - равновесные значения данных величин, а \bar{h} , ρ' , p' и T' есть их возбуждения.

В работах [23-26] показано, что решение уравнений магнитогидродинамики, написанных для возбуждений (39), представляют собой квазимонохроматические волны, причем каждое возбуждение можно представить в виде суммы двух волновых пучков, движущихся друг против друга. Если как неизвестную функцию выбрать скорость движения вещества $V_x \equiv u$, то получим

$$u(x, y, z, t) = u_1(\tau_1, \tau'_1, y, z) + u_2(\tau_2, \tau'_2, y, z), \quad (40)$$

где величины

$$\tau_{1,2} = \int_{\pm x}^{\xi} \frac{dx}{c_n(x)} - t = \tau'_{1,2} - t$$

есть эйконалы волн, движущихся направо и налево, а $c_n(x)$ - скорость распространения волны, которая определяется формулой

$$c_n^2 = c_s^2 + c_A^2, \quad c_A^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho}. \quad (41)$$

Здесь c_s - скорость звуковой волны, а c_A - скорость Альфвеновских волн. Из системы уравнений (34)-(38) можно получить эволюционное уравнение для искоемых функций $u_{1,2}$ [20]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \tau' \partial \tau} + \frac{c_n^2}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{d \ln \Phi}{d \tau'} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\Gamma u \frac{\partial u}{\partial \tau} + D \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \right), \quad (42)$$

где для простоты опущены индексы 1 и 2 у величин $\tau_{1,2}$, $\tau'_{1,2}$, $u_{1,2}$ и $\Phi_{1,2}$. Здесь коэффициент Γ появляется из-за нелинейных эффектов, а D - коэффициент диссипации. Эти коэффициенты определяются следующими формулами:

$$\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{c_s^2}{c_n^2} + \frac{3}{2} \frac{c_A^2}{c_n^2}, \quad D = - \frac{1}{2c_n} \left\{ \frac{1}{\rho} \left(\xi + \frac{4}{3} \eta \right) + \frac{c_A^2}{c_n^2} v_m + \frac{(\gamma - 1)^2 \kappa T}{\rho c_n^2} \right\}. \quad (43)$$

Возбуждения искоемых физических величин в продольной магнитозвуковой волне связаны с V_x следующими соотношениями:

$$V_y = V_z = 0, \quad h_x = h_z = 0, \quad h_y = \mp \frac{H_0}{c_n} V_x, \quad \rho' = \mp \frac{\rho_0}{c_n} V_x, \quad p' = c_s^2 \rho', \quad T' = (\gamma - 1) \frac{\rho'}{\rho} T, \quad (44)$$

где верхние знаки соответствуют волнам, распространяющимся направо, а нижние знаки - к волнам, идущим налево. Функция $\Phi_{1,2}$, входящая в

эволюционное уравнение, связана с неоднородностью среды и определяется из закона сохранения энергии, согласно которому поток энергии одномерной волны постоянен на плоскостях, перпендикулярных направлению распространения волны, т.е. $\rho V_x^2 c_n = \text{const} = \rho(0) V_x^2(0) c_n(0)$, откуда

$$\Phi_{1,2}^2 = \left(\frac{V_x(\tau'_{1,2})}{V_x(0)} \right)^2 = \frac{\rho(0)c_n(0)}{\rho(\tau'_{1,2})c_n(\tau'_{1,2})} \approx \frac{\rho(0)}{\rho(\tau'_{1,2})}. \quad (45)$$

Здесь аргументы функций $\rho(x)$ и $c_n(x)$ заменены на $\tau'_{1,2}$, которые зависят от x .

Уравнение (42) дифференциальное уравнение с частными производными, имеющее нелинейный член. Последний приводит к расширению или сужению поперечных размеров волновых пучков, являющихся решением этого уравнения. Кроме того, благодаря этому члену и конечности размеров коры нейтронной звезды, из монохроматической волны, возбужденной в среде, могут возбуждаться волны с более высокими гармониками. Однако, можно показать, что каждая следующая гармоника по интенсивности слабее предыдущей [24]. Тогда решение эволюционного уравнения в линейном приближении можно искать в виде гауссовских пучков [20,24,27]:

$$u_{1,2}(\tau_{1,2}, \tau'_{1,2}, r) = \frac{\Phi(\tau'_{1,2})b_{1,2}}{2f(\tau'_{1,2})} \exp \left\{ i\omega\tau_{1,2} + i \left[\zeta(\tau'_{1,2}) + \frac{r^2}{2Q(\tau'_{1,2})} \right] - \frac{r^2}{2r_0^2 f^2(\tau'_{1,2})} + \omega^2 \int_0^{\tau'_{1,2}} \frac{D}{c_n} d\tau' \right\} + \text{к.с.} \quad (46)$$

где $f(\tau'_{1,2})$ описывает изменение радиуса пучка и $f(\tau'_{1,2}) \approx 1$ [24], а дополнительная фаза $\zeta(\tau'_{1,2}) + (r^2/2Q(\tau'_{1,2}))$ возникает из-за ограниченности пучка. Решения эволюционного уравнения $u_{1,2}$ связаны между собой граничным условием на поверхности нейтронной звезды. Так как конец коры ($x=0$) свободен, граничное условие на нем имеет вид $p' = 0$. С учетом этого условия для функций $u_{1,2}$ получим:

$$u_1(x=0) = u_2(x=0) \Rightarrow b_1 = b_2 \equiv b. \quad (47)$$

В этом случае на внешней поверхности коры функция u имеет значение

$$u(r, t) = u_0(r) \cos \left\{ \frac{\omega \ell}{c_n \left(1 - \frac{c_n^2}{\omega^2 r_0^2} \right)} - \omega t + \frac{\omega r^2}{2c_n R_0} + \zeta_0 \right\}, \quad (48)$$

$$u_0(r) = 2b \Phi(\ell/c_n) \exp \left\{ -\frac{r^2}{r_0^2} - \omega^2 \int_0^{\ell} \mu dx \right\}, \quad (49)$$

где величина

$$\mu = -D/c_n^2 \quad (50)$$

определяет поглощение магнитозвуковых волн при их распространении в коре нейтронной звезды.

Магнитное поле магнитозвуковой волны, достигшей внешней поверхности звезды, возбуждает на ее ограниченной области электрические токи. Так как возмущение магнитного поля \bar{h} направлено по оси y и зависит только от x , то в силу уравнения Максвелла $\bar{j} = (c/4\pi)\text{rot}\bar{h}$, y вектора \bar{j} отлична от нуля только компонента j_z . Выражение для плотности тока на поверхности звезды получено в работе [24]:

$$j_z(r, t) = \frac{cH_0}{4\pi} \frac{i\omega b \Phi(\ell/c_n)}{c_n^2 f(\ell/c_n)} \exp\left\{-\frac{r^2}{2r_0^2 f^2(\ell/c_n)} + i\omega\left(\frac{\ell}{c_n} - t\right) - \omega^2 \int_0^\ell \mu dx + i\left[\frac{\ell}{c_n} + \frac{r^2}{2Q(\ell/c_n)}\right]\right\} + \text{к.с.}, \quad (51)$$

а для модуля плотности тока имеем:

$$j_{z0}(r) = \frac{c}{4\pi} \frac{\omega H_0}{c_n^2} u_0. \quad (52)$$

Как видно из решений (49) и (52) для $u_0(r)$ и $j_{z0}(r)$, соответственно, эти величины зависят от амплитуды возмущения скорости вещества b на внутренней поверхности коры нейтронной звезды, а также от величины μ , определяемой согласно (50). Это означает, что значения величин b и μ важны при вычислении интенсивности излучения от поверхности нейтронной звезды и определения спектра этого излучения.

При распространении магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды происходит диссипация энергии волны. Если поглощение магнитозвуковых волн будет существенным, то амплитуда возмущения $u_0(r)$, и следовательно, амплитуда плотности тока $j_{z0}(r)$ на поверхности звезды будут малыми. Тогда соответствующие частоты не будут наблюдаться в спектре излучения звезды. Если обозначить $I_0(\omega)$ начальное значение интенсивности волны частотой ω , возбужденной на внутренней границе коры нейтронной звезды, а $I(\omega)$ - интенсивность той же волны на внешней границе коры, и учитывать, что энергия волны пропорциональна квадрату амплитуды, то из (49) получим

$$\frac{I(\omega)}{I_0(\omega)} \equiv \delta(\omega) = \exp(-2\omega^2 L), \quad (53)$$

где

$$L = \int_0^\ell \mu dx. \quad (54)$$

С учетом (43) и (50) величину μ можно представить в виде

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3, \quad (55)$$

где

$$\mu_1 = \frac{2\eta}{3\rho c_n^3}, \quad \mu_2 = \frac{c_A^2}{c_n^3} \frac{c^2}{8\pi\sigma_0}, \quad \mu_3 = \frac{\kappa_0 T}{18\rho c_n^5} \left(\frac{x^2+2}{x^2+1} \right)^2. \quad (56)$$

В формулах (56) η , σ_0 , κ_0 - коэффициенты вязкости, электропроводности и теплопроводности коры нейтронной звезды, $x = p_F/mc$ - безразмерный ферми-импульс электронов. Как видно из выражений (53)-(56), интенсивность магнитозвуковых волн на поверхности звезды зависит от кинетических коэффициентов плазмы коры. Значения этих коэффициентов при плотностях вещества коры $\rho \geq 10^8$ г/см³ были вычислены в работе [28], а при $\rho \leq 10^8$ г/см³, где необходимо учесть влияние магнитного поля на свойства плазмы коры - в работе [29]. На рис.6 представлены зависимости коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от плотности для двух уравнений состояния AU [30] и ModelA [31].

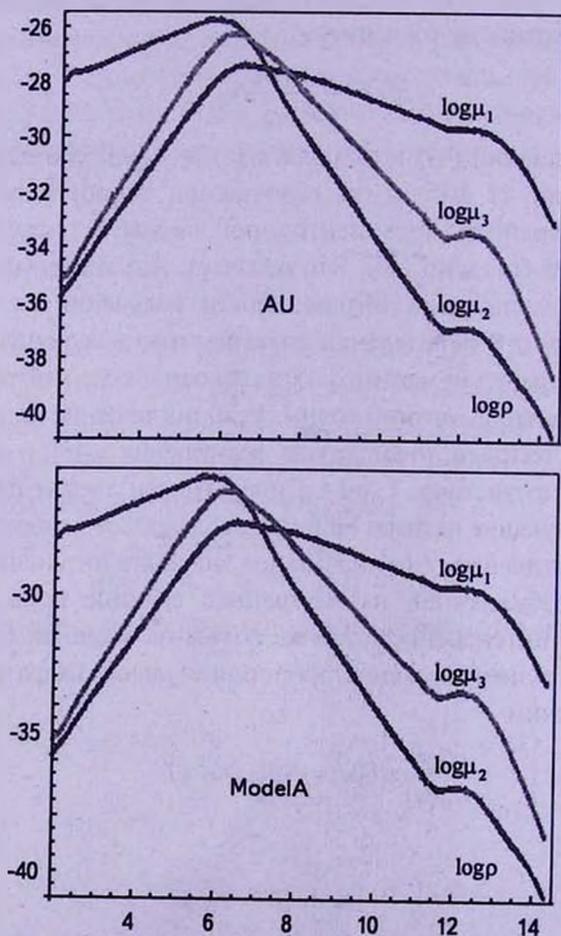


Рис.6. Зависимости коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от плотности для двух уравнений состояния AU и ModelA.

Как видно из этих графиков, при плотностях $\rho \geq 10^8$ г/см³ коэффициент μ_1 на несколько порядков больше μ_2 и μ_3 , следовательно, при плотностях $\rho \geq 10^8$ г/см³ поглощение магнитозвуковых волн происходит в основном из-за вязкости плазмы коры НЗ. При плотностях $\rho \leq 10^7$ г/см³ коэффициент μ_2 на несколько порядков больше μ_1 и μ_3 , следовательно, при плотностях $\rho \leq 10^7$ г/см³ диссипация энергии волны происходит в основном из-за электрического сопротивления среды. Теплопроводность плазмы НЗ дает существенный вклад в поглощении магнитозвуковых волн в узком интервале плотностей 10^7 г/см³ $\leq \rho \leq 10^8$ г/см³. Графики показывают также, что поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ происходит в основном во внешней части коры при плотностях $\rho \leq 10^8$ г/см³, так как в этой области значения μ_1 , μ_2 и μ_3 на несколько порядков больше, чем в области $\rho \geq 10^8$ г/см³. Это означает также, что поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ в основном обусловлено электропроводностью вещества. Расчеты показывают также, что кора НЗ прозрачна для магнитозвуковых волн с частотой $\omega \leq 10^{11}$ Гц [29].

6. *Радиоизлучение пульсаров.* Размеры волнового пучка, распространяющиеся в коре нейтронной звезды, почти не меняются ($f(\tau'_{1,2}) \approx 1$). Следовательно, на поверхности звезды электрические токи возбуждаются в области радиусом r_0 , равной радиусу сечения пучка. Эта область становится источником радиоизлучения пульсара. Предположим, что этот источник представляет собой диск радиусом r_0 и толщиной λ , где λ - длина излучаемой волны. Как известно, объем порядка λ^3 будет излучать когерентно. Интенсивность радиоизлучения этого объема определится из следующего выражения [21,24]:

$$I_1 = \frac{2\lambda^6}{3c^3} |\dot{j}|^2. \quad (57)$$

Число когерентно излучающих объемов в рассматриваемом нами источнике (диск) излучения будет $N \sim (r_0/\lambda)^2$ (заметим, что $r_0/\lambda \sim r_0 \omega/c > 1$). Полная интенсивность излучения складывается из когерентно излучающих объемов, следовательно, она равняется:

$$I = I_1 N = \frac{2}{3c^3} |\dot{j}|^2 \lambda^4 r_0^2. \quad (58)$$

Здесь $|\dot{j}|$ определяется из формулы (51):

$$|\dot{j}| = \frac{c}{4\pi} \frac{\omega^2 H_0}{c_n^2} |u_0(\ell/c_n)|,$$

следовательно,

$$I = \frac{2\pi^2 c}{3} \left(\frac{cH_0 r_0}{c_n} \right)^2 |u_0(\ell/c_n)|^2, \quad (59)$$

где мы учли, что $\lambda = 2\pi c/\omega$. Из формулы (59) можно оценить $|\mu_0(\ell/c_n)|$ на поверхности звезды, если принять, что наблюдаемая полная интенсивность радиоизлучения пульсара порядка $I \sim 10^{30}$ эрг/с. Оценка дает следующий результат:

$$|\mu_0(\ell/c_n)| \sim b\Phi(\ell/c_n) \sim 10^{-8} c_n. \quad (60)$$

Используя этот результат, можно найти область частот, при которых можно линеаризировать эволюционное уравнение (42) [21,24]:

$$\omega \ll \frac{c_n^2}{\Gamma \ell |\mu_0|}. \quad (61)$$

Так как $\Gamma \sim 1$, $\ell \sim 1$ км, $c_n \approx 10^9$ см/с, то условие (61) примет вид $\omega \ll 10^{12}$ Гц. Это означает, что в диапазоне частот радиоизлучения пульсаров 10^7 Гц $\leq \omega \leq 10^{11}$ Гц, для которых кора звезды прозрачна, это условие хорошо выполняется. Таким образом, линейные пучки магнитозвуковых волн с частотами 10^7 Гц $\leq \omega \leq 10^{11}$ Гц могут распространяться в коре нейтронной звезды без существенного поглощения, а токи, возбуждаемые ими на поверхности звезды, превратят ограниченную область поверхности звезды в антенну, излучающую радиоволны в околозвездное пространство.

Тот факт, что кора нейтронной звезды прозрачна для магнитозвуковых волн с частотами $10^7 - 10^{11}$ Гц, объясняет границы спектра наблюдаемого радиоизлучения пульсаров. Действительно, из наблюдений известно, что конец частотного спектра при 10^9 Гц $\leq \omega \leq 10^{11}$ Гц у некоторых радиопулсаров хорошо описывается формулой [4]

$$J_0(\omega) = b_0 \omega^{-n}, \quad (62)$$

где n - спектральный индекс и для разных радиопулсаров лежит в области $1.3 \leq n \leq 2$. Можно принять среднее значение n равным 1.6. Полученная нами зависимость (53) интенсивности радиоизлучения от частоты ω можно написать в виде:

$$I(\omega) = a_0 e^{-\lambda\omega^2}. \quad (63)$$

Как видно из формул (62) и (63), обе интенсивности стремятся к нулю при больших ω . Эти две формулы для интенсивности радиоизлучения можно сравнить друг с другом, если считать, что при больших ω совпадают логарифмические производные функций $J_0(\omega)$ и $I(\omega)$, т.е.

$$\frac{1}{J_0(\omega)} \frac{dJ_0(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{I(\omega)} \frac{dI(\omega)}{d\omega}. \quad (64)$$

Это требование приводит к равенству

$$n = 2\lambda\omega^2. \quad (65)$$

Среднее значение λ_{cp} равняется $2 \cdot 10^{-22}$ с² [29]. Тогда, подставляя в

формулу (65) $n_{cp} = 1.6$ и $\lambda_{cp} \approx 2 \cdot 10^{-22} \text{ с}^2$, можно получить предельное значение частоты ω_{np} радиоизлучения:

$$\omega_{np} = \sqrt{n_{cp}/2\lambda_{cp}} = 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}, \quad (66)$$

что хорошо согласуется с наблюдениями [4].

Что касается нижней границы спектра излучения, можно сказать следующее. Магнитозвуковая волна не может иметь частоту ниже $\omega_0 \sim 2\pi c_n/\ell \sim 10^5$ Гц, где $\ell \sim 10^5$ см есть толщина коры. Следовательно, волны частотой ниже ω_0 просто не могут возбуждаться. Наблюдаемая минимальная частота радиоизлучения больше ω_0 и порядка $\omega_{min} \sim 10^7$ Гц. Легко заметить, что такие частоты могут когерентно излучать объемы, линейные размеры которых порядка $\lambda \sim 2\pi c/\omega_{min} \sim 180$ м. Однако эти размеры порядка размеров рассматриваемого источника радиоизлучения, следовательно, уменьшается число когерентно излучающих областей, что приводит к резкому спаду интенсивности радиоизлучения.

Согласно предложенному выше механизму радиоизлучения пульсаров, энергия для возбуждения магнитозвуковой волны выделяется в безвихревой зоне из-за "схлопывания" протонных вихрей. Процесс выделения энергии происходит из-за диффузии магнитного поля, когда ее значение на границе безвихревой зоны достигает значения второго критического поля протонного сверхпроводника H_{c2} . Из уравнения диффузии магнитного поля

$$\Delta \bar{B} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (67)$$

где σ - проводимость нормальной плазмы в безвихревой зоне, имеем:

$$\tau \approx \frac{4\pi\sigma}{c^2} d^2, \quad (68)$$

где τ и d - характерные время и длина диффузии магнитного поля. Время τ совпадает с временем излучения "группы пульсов", а d есть толщина кругообразного диска, где сконцентрировано магнитное поле перед диффузией.

Если полная интенсивность радиоизлучения пульсара порядка $I \approx 10^{30}$ эрг/с, то энергия, которая излучается за время активности пульсара τ будет $\Delta\varepsilon = I\tau$. Эта энергия сконцентрирована на границе безвихревой зоны в объеме в виде диска толщиной d , поперечное сечение которой имеет радиус r . Значение энергии $\Delta\varepsilon$ можно найти из формулы

$$\Delta\varepsilon = \frac{(H_{c2}/2)^2}{8\pi} \pi r^2 d. \quad (69)$$

Здесь $\pi r^2 d$ - объем диска. Согласно определению $\Delta\varepsilon$, а также используя формулы (68) и (69), можно найти значение величины τ :

$$\tau = \frac{\Delta \epsilon}{I} = \left(\frac{r H_{c2}}{5.5} \right)^4 \frac{c^2}{4\pi \sigma I^2}. \quad (70)$$

Если считать, что $H_{c2} = 10^{15}$ Гс и $\sigma = 10^{30}$ с⁻¹, то согласно (70) имеем:

$$\tau = \frac{\Delta \epsilon}{I} = 10^3 \text{ с}. \quad (71)$$

Отсюда получаем, что полная энергия излучения "группы импульсов" во время активности пульсара порядка $\Delta \epsilon = 10^{33}$ эрг. Используя формулу (68), легко получить также оценку $d = 3 \cdot 10^{-4}$ см, которая как раз порядка размеров ствола нейтронного вихря, где фактически сконцентрированы протонные вихри, т.е. магнитное поле.

После излучения "группы пульсов" пульсар "замирает", так как необходимо время, чтобы поле на границе безвихревой зоны снова достигло значения H_{c2} . Это происходит из-за движения нейтронных вихрей к границе безвихревой зоны. Нейтронные вихри, достигнув границы, аннигилируются, оставляя там протонные вихри, которые увеличивают значение магнитного поля, доводя его до значения H_{c2} . Для этого необходимо, чтобы энергия магнитного поля, находящаяся в протонных вихрях, равнялась бы значению диффузионной энергии магнитного поля, т.е. $\Delta \epsilon$. Следовательно, можно писать

$$\frac{H_{c2}^2}{8\pi} \pi r^2 \nu t = \Delta \epsilon, \quad (72)$$

где $\nu = |\dot{\Omega}/\Omega| R$ - скорость движения нейтронных вихрей и t - время накопления энергии $\Delta \epsilon$ на границе вихревой зоны. Из формулы (72) легко получить:

$$\frac{t}{\tau} = \frac{8 \cdot 10^9 I}{(H_{c2} r)^2 |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} R_6} = \frac{80}{|\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} R_6}. \quad (73)$$

Как видно из (73) "время замирания" t по сравнению с временем излучения "группы пульсов" τ может меняться в довольно широком интервале. Так как $10^{-2} \leq |\dot{\Omega}/\Omega|_{-15} \leq 10^2$, следовательно, t/τ может меняться от порядка единицы до значения $8 \cdot 10^3$. Примечательно, что при уменьшении $|\dot{\Omega}|$, т.е. при увеличении возраста пульсара, "время замирания" увеличивается. Отсюда следует, что радиопульсары "умирают" путем увеличения "времени замирания".

7. Заключение. Предложенный в настоящей работе механизм радиоизлучения пульсаров основывается на процессах энерговыделения в сверхтекучем ядре нейтронной звезды. Некоторые особенности радиоизлучения пульсаров - спектр излучения, спектральный индекс и замирание пульсаров, удастся объяснить, если считать, что в результате энерговыделения на поверхности ядра в коре возбуждается магнитозвуковой волновой пучок. Магнитозвуковые волны образуют на поверхности звезды дискообразную

область, где появляются электрические токи, возбужденные этой волной. Эти токи превращают ограниченную область поверхности звезды в антенну, излучающую радиоволны в околозвездное пространство.

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

REVIEWS

THE MECHANISM OF PULSARS RADIO EMISSION

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

A review is presented, based on which we propose an effective mechanism of pulsars radio emission. It is shown that spin down of the neutron star leads to the outward motion of proton vortices to the surface of the neutron star core. The magnetic energy of these vortices is released in "magnetic caps" with limited dimensions on the surface of the core and the crust of a neutron star. Magnetosonic waves propagating in the crust of the star, transfer this energy to the outer surface, forming a localized source of radio emission of pulsars. Due to the rotation of the star the radiation of this source will be pulsating. It is shown that some observational properties of pulsars radio emission can be explained by the proposed mechanism of radiation.

Key words: *neutron stars: pulsars: radio emission*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.J.Bell, A.Hewish, Nature, 213, 1214, 1967.
2. T.Gold, Nature, 218, 731, 1968.
3. R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teoh, M.Hobbs, Astron. J., 129, 1993, 2005.
4. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, М., Мир, 1980.
5. В.С.Бескин, УФН, 169, 1169, 1999.
6. F.C.Michel, Advances in Space Research, 33, 542, 2004.
7. С.Шапиро, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, т.2, М., Мир, 1985.
8. D.M.Sedrakian, K.M.Shakhabasian, A.G.Movsisian, Astrophysics, 20, 656, 1985.

9. *M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **276**, 325, 1984.
10. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **25**, 539, 1986.
11. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
12. *В.А.Гинзбург, Л.М.Озерной*, *ЖЭТФ*, **47**, 1031, 1964.
13. *Д.М.Седракян, А.Д.Седракян*, *ЖЭТФ*, **100**, 353, 1991.
14. *E.Flowers, M.A.Ruderman*, *Astrophys. J.*, **215**, 302, 1977.
15. *D.M.Sedrakian, M.V.Nayrapetyan, N.S.Ayvaзyan*, *Astrophysics*, **54**, 507, 2014.
16. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **18**, 253, 1982.
17. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян*, *УФН*, **161**, 7, 1991.
18. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **49**, 83, 2006.
19. *D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **43**, 275, 2000.
20. *A.G.Bagdоеv, D.M.Sedrakian*, *Astrophysics*, **45**, 46, 2002.
21. *D.M.Sedrakian, A.G.Bagdоеv*, *Astrophysics*, **46**, 67, 2003.
22. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Astrophysics*, **56**, 76, 2013.
23. *А.Г.Багдоев*, *Распространение волн в сплошных средах*. Ереван. Изд. АН Арм. ССР, 1981.
24. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Astrophysics*, **56**, 229, 2013.
25. *А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян*, *Акуст. ж.*, **45**, 119, 1999.
26. *А.Г.Багдоев, А.В.Шекоян*, *Изв. НАН Арм. ССР, Механика*, **40**, 14, 1987.
27. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Journal of Physics: Conference series*, **496**, 012017, 2014.
28. *D.M.Sedrakian, A.K.Avetisyan*, *Astrophysics*, **26**, 295, 1987.
29. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Nayrapetyan*, *Astrophysics*, **57**, 530, 2014.
30. *R.B.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrocini*, *Phys. Rev. C*, **38**, 1010, 1988.
31. *N.Ippolito, M.Ruggieri, D.Rischke, A.Sedrakian, F.Weber*, *Phys. Rev. D*, **77**, 023004, 2008.

CONTENTS

Study features of variability extragalactic radio sources 3C 446 and BL Lac in the centimeter wavelength range	<i>A.L.Sukharev</i>	5
New limit on the spatial and temporal variations of the fine-structure constant using high redshifts of quasar spectra	<i>T.D.Le</i>	19
u-r color dependence of galaxy clustering in the main galaxy sample of SDSS DR10	<i>Fuyang Zhang, Xin-Fa Deng</i>	27
Evolution of the magnetic fields of main sequence CP stars. V	<i>Yu. V.Glagolevskij</i>	37
Photometry, spectrometry and polarimetry FG Sge during active state	<i>A.E.Rosenbush, <u>Yu.S.Efimov</u></i>	57
Investigation of superflares frequency variability of solar-type stars	<i>A.A.Akopian</i>	75
Hot strange stars II. Numerical results and discussion	<i>G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan</i>	91
Vortices in rotating gravitating gaseous disk	<i>M.G.Abrahamyan</i>	105
Dark energy cosmological model in a modified theory of gravity	<i>V.R.Chirde, S.H.Shekh</i>	121
Vibrational stability of differentially rotating polytropic stars	<i>Sunil Kumar, A.K.Lal, Seema Saini</i>	135
REVIEWS		
The mechanism of pulsars radio emission	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan</i>	145

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ II. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ.

Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян 91

ВИХРИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ГРАВИТИРУЮЩЕМ ГАЗОВОМ ДИСКЕ

М.Г.Абрамян 105

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ С ТЕМНОЙ ЭНЕРГИЕЙ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

В.Р.Чирде, С.Х.Шех 121

ВИБРАЦИОННАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ПОЛИТРОПНЫХ ЗВЕЗД

С.Кумар, А.К.Лал, С.Саити 135

ОБЗОРЫ

МЕХАНИЗМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян 145