

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 57

ФЕВРАЛЬ, 2014

ВЫПУСК 1

ТЕМПЫ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В БЛИЗКИХ ГАЛАКТИКАХ
МАРКАРЯНА

В.Е.Караченцева, О.В.Мельник, И.Д.Караченцев 5

БЛИЗКИЕ СОСЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II. СТАТИСТИКА И ОБСУЖДЕНИЯ

*Т.А.Назарян, А.Р.Петросян, А.А.Акопян,
Б.Дж.Мклин, Д.Кунт* 19

BVRI CCD ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ. VI

В.Т.Дорошенко, Ю.С.Ефимов, Г.А.Борман, Н.Г.Пулатова 37

ГАЛАКТИКИ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА В ТЕСНЫХ ПАРАХ

Т.А.Назарян 55

СИСТЕМЫ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЕЗД ВОКРУГ ГАЛАКТИК. I. ПОИСК СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ

С.Н.Нуритдинов, И.У.Таджибаев 67

ГРАВИТАЦИОННЫЙ УДАР КАК ВОЗМОЖНЫЙ ФАКТОР СТРУКТУРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЕЗД В ГАЛАКТИКЕ

Г.А.Маласидзе, Г.Н.Салуквадзе, Р.А.Чигладзе 79

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ. Գրիգին (Ռուսաստան), Է.Ե. Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ. Զալլողյան (Հայաստան)

Գ.Ս. Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա. Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն. Գնեդին (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Վ.Վ. Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ. Կարաչենց (Ռուսաստան), Դ.Կուլմոս (Ֆրանսիա), Հ.Ա. Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ. Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ. Չերնիպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս. Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն. Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

Заместители главного редактора: В.П.Гринин (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсаян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

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

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական համդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Համդեսը տպագրում է ինքնուստիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զծով: Համդեսը մախատեված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

© Издательство "Титутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2014

ТЕМПЫ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В БЛИЗКИХ ГАЛАКТИКАХ МАРКАРЯНА

В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА¹, О.В.МЕЛЬНИК^{2,3}, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ⁴

Поступила 15 августа 2013

Для 230 наиболее близких галактик Маркаряна с лучевыми скоростями $V_r < 3500$ км/с определены темпы звездообразования по потокам в далеком ультрафиолете, F_{UV} , полученным на спутнике GALEX. Мы кратко обсуждаем наблюдаемые соотношения между темпом звездообразования и другими интегральными параметрами галактик: звездной массой, водородной массой, морфологическим типом и признаком активности. В среднем, галактики Маркаряна имеют запасы газа в 2 раза меньше, чем галактики поля тех же типов и той же звездной массы. Несмотря на повышенную активность, удельный темп звездообразования у галактик Маркаряна, SFR/M_* , не превышает предела $\sim dex(-9.4)$ [лет⁻¹].

Ключевые слова: *галактики: галактики Маркаряна: звездообразование*

1. **Введение.** В 1963г. Б.Е.Маркарян [1] опубликовал список 41 галактики, у которых наблюдалось несоответствие цвета и морфологического типа, в том смысле, что центральные части этих галактик имели более голубой цвет, чем нормальные галактики того же Хаббловского типа. Поэтому в работе [1] было высказано предположение, что излучение ядер некоторых галактик имеет нетепловую природу, и это должно выражаться в избытке ультрафиолетового излучения (*UV excess*) центральных частей. Целенаправленный спектральный обзор северного неба проводился Маркаряном, а затем Маркаряном с сотрудниками в течение 1965-1981гг. на 40–52" Шмидт-телескопе Бюраканской обсерватории с использованием низкодисперсионной призмы. Результатом многолетней работы стала публикация 15 списков галактик с ультрафиолетовым континуумом, которые затем были сведены в Первый Бюраканский обзор - Каталог галактик с УФ континуумом [2]. В Каталоге подробно описаны процесс наблюдений, принципы отбора и классификации типа и спектра объектов, а также общие характеристики Каталога. В мировой литературе объекты каталога [2] получили название галактик Маркаряна. Каталог галактик Маркаряна [3] готовился практически одновременно с [2]. Еще один вариант дополненного новыми наблюдательными данными каталога Маркаряновских галактик был опубликован в работе [4].

Суммируя результаты, представленные в [2-4], можно сказать следующее.

1. Термин "галактики Маркаряна" объединяет галактики самых разных морфологических типов - эллиптические, линзовидные, спиральные, голубые

компактные, иррегулярные карликовые, а также яркие HII области в спиральных и иррегулярных галактиках. Сравнение галактик Маркаряна [2] с объектами других каталогов и списков показывает, что значительная часть их отождествляется с компактными и постэруптивными галактиками [5,6], взаимодействующими галактиками Воронцова-Вельяминова [7,8] и другими пекулярными объектами.

2. Поскольку сейчас практически все галактики Маркаряна имеют измеренные лучевые скорости, возможно сравнить их расположение относительно известных скоплений, групп, малонаселенных систем вплоть до изолированных галактик. Оказывается, что галактики Маркаряна располагаются в системах разной степени кратности, а среди изолированных галактик их не более 2%.

3. Галактики Маркаряна демонстрируют различные степени ядерной активности. В их спектрах наблюдаются признаки квазаров (QSO), Сейфертовских галактик (Sy) 1, 2 и промежуточных типов либо так называемых "галактик Вольфа-Райе" (WR), а также галактик со вспышкой активности (Starburst) либо со спектрами, подобными спектрам HII областей (HII). Часть галактик характеризуется обычными эмиссионными спектрами (e), и очень немногие имеют абсорбционные спектры (a). Заметим, что существующие диагностические диаграммы допускают неоднозначную трактовку принадлежности галактики к тому или иному классу активности.

Перечисленные особенности галактик Маркаряна обуславливают их ценность для решения различных задач, связанных с объяснением происхождения, внутренней эволюции галактик, а также влияния взаимодействия на активные процессы в галактиках. Результаты наблюдений большого числа галактик Маркаряна можно найти в списках литературы каталогов [2–4], материалах конференции [9] и других работах. Современные обзоры дают возможность массового анализа различных свойств галактик Маркаряна. В работе [10] мы использовали потоки в далеком ультрафиолете (*FUV*), полученные со спутника GALEX [11], для определения темпа звездообразования в близких изолированных галактиках каталога LOG [12]. В настоящей работе мы рассматриваем характеристики звездообразования у галактик Маркаряна, расположенных в том же объеме Местного сверхскопления и его окрестностей, что и галактики LOG, и делаем сравнение этих признаков.

2. *Выборка близких галактик Маркаряна.* Из каталога [4] мы отобрали галактики с лучевыми скоростями, приведенными к центроиду Местной группы, $V_{LG} < 3500$ км/с по стандарту, принятому в базе данных NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu>) согласно [13]. Для этих 260 галактик были вычислены расстояния $D = V_{LG}/H_0$ в Мпк, при значении $H_0 = 72$ км/с/Мпк. Из [4] мы также использовали характеристики класса активности. Согласно

отождествлениям, половина из отобранных близких галактик Маркаряна входит в каталоги UM, KUG, SBS и др. (см. соответствующие ссылки в NED).

Мы определили типы галактик Маркаряна (или "родительских" галактик, частью которых являются галактики Маркаряна) по их изображениям на Слоуновском обзоре неба (<http://sdss.eso.org>) либо на Втором Паломарском обзоре (<http://dss.eso.org>) в цифровой шкале де Вокулера. Для более точной классификации, где было возможно, привлекались спектры галактик из Слоуновского обзора. У примерно четверти объектов мы отметили несоответствие вида и спектра. Каждая из 260 галактик Маркаряна была проверена нами в базе данных NED на присутствие ультрафиолетового потока FUV ($\lambda_{eff} = 1539 \text{ \AA}$, $FWHM = 269 \text{ \AA}$) по измерениям на орбитальном телескопе GALEX [11]. Из 260 объектов ультрафиолетовые потоки были обнаружены у 230; отсутствие УФ-потоков отмечено в основном у галактик ранних типов. В тех случаях, когда FUV -изображение галактики распалось на несколько сгущений, мы суммировали поток F_{FUV} по всему оптическому диску галактики. Глобальный темп звездообразования в галактике, SFR , мы определяли согласно схеме, приведенной в работе Ли и др. [14]:

$$\log(SFR[M_{\odot}/\text{yr}]) = \log F_{FUV}^c + 2\log D - 6.78, \quad (1)$$

где D - расстояние до галактики в Мпк, а поток F_{FUV} в единицах [mJy] исправлен за поглощение света как

$$\log(F_{FUV}^c / F_{FUV}) = 0.772(A_B^G + A_B'). \quad (2)$$

Здесь величина Галактического поглощения в B -полосе, A_B^G , была взята по данным [15], а внутреннее поглощение в самой галактике, A_B' , определялось согласно [16]:

$$A_B' = [1.54 + 2.54(\log 2V_{rot} - 2.5)] \log a/b, \quad (3)$$

где a/b - видимое отношение осей галактики, взятое из NED либо измеренное нами, а V_{rot} - максимальная исправленная скорость вращения из базы HyperLeda (<http://leda.univ-lyon1.fr>). Для карликовых галактик с $V_{rot} < 39 \text{ км/с}$ и бедных газом E, S0 галактик внутреннее поглощение принималось равным нулю.

Удельный темп звездообразования галактики (Specific Star Formation Rate) есть $SSFR = SFR/M$. Значение SFR (в единицах солнечной массы в год) определялось по соотношению (1) с учетом (2) и (3), а звездная масса галактики M , (в единицах солнечной массы) определялась по ее интегральной величине K , в предположении, что отношение $M/L_K = 1$ [17] при $M_{K,\odot} = 3.28$ [18]. Поскольку большинство галактик Маркаряна являются голубыми объектами, для которых 2MASS-обзор неба сильно недооценивает интегральные инфракрасные величины, мы определяли K -величину по B -величине, взятой из базы HyperLeda, и среднему показателю цвета: $(B - K) = 4.10$ для типов

$T < 3$; $(B-K) = 4.60 - 0.2T$ для $T = 3-8$ и $(B-K) = 2.35$ для $T = 9, 10$, как в работе [10]. Поправка K_z -величины за Галактическое и внутреннее поглощение определялась как $0.085(A_B^G + A_B')$.

Эффективный темп звездообразования (Star Formation Rate efficiency) есть темп звездообразования, нормированный на единицу водородной массы галактики, т.е. SFR/M_{HI} . Водородная масса (в солнечных единицах) вычислялась как $M_{HI} = 2.36 \times 10^5 D^2 F_{HI}$, а для определения потока F_{HI} (в Jy км/с) мы использовали скорректированную "водородную" величину m_{21}^e из базы данных HyperLeda.

В работах [19,20] были введены безразмерные параметры " $P = \text{past}$ " и " $F = \text{future}$ ", которые характеризуют эволюционное состояние галактики:

$$P = \log(SFR T_0 / L_K), \quad (4)$$

$$F = \log(1.85 \cdot M_{HI} / SFR \cdot T_0), \quad (5)$$

где $T_0 = 13.7 \cdot 10^9$ лет - возраст Вселенной, а коэффициент 1.85 учитывает вклад гелия и молекулярного водорода в общую массу газа [21].

3. Некоторые интегральные характеристики галактик Маркаряна. Определенные нами и вычисленные по формулам раздела 2 параметры близких галактик Маркаряна мы используем далее для построения различных распределений и зависимостей, характеризующих выборку в целом. Заметим, что числа галактик в ряде случаев меньше 260, что обусловлено наличием той или иной величины в используемых базах данных.

На рис.1 приводится распределение галактик по их морфологическим типам и классам активности. Эллиптические галактики, согласно шкале де Вокулера, имеют $T < 0$; $T(S0) = 0$, $T(Sa) = 1$, $T(Sc) = 5$, $T(Sdm) = 8$, а

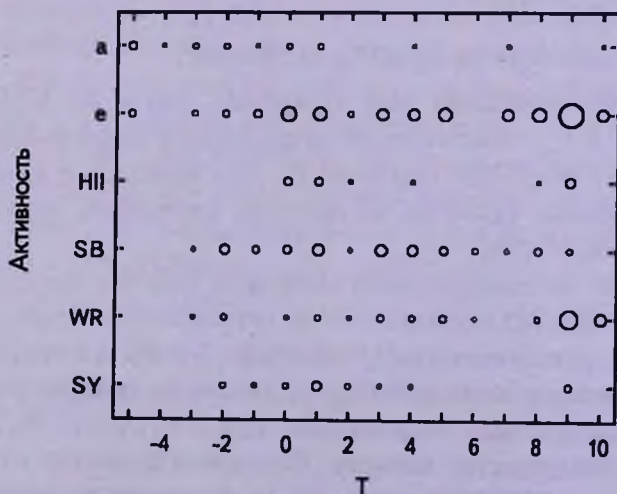


Рис.1. Распределение 260 галактик Маркаряна по морфологическим типам и признакам активности. Площадь кружка пропорциональна числу объектов в соответствующей ячейке.

для голубых компактных BCD и иррегулярных Im, Ig карликов $T=9, 10$. Классы активности взяты из [4]. Значимой корреляции между морфологическим типом и индексом активности не наблюдается (коэффициент корреляции $R=-0.06$), что можно объяснить очень короткой временной фазой активности по сравнению со временем формирования глобальной структуры галактики.

Гистограммы рис.2 представляют распределения чисел галактик по звездной массе (а), водородной массе (b) и по темпу звездообразования (с). Соответствующие значения медиан равны: $medlog(M_*) = 9.696$, $medlog(M_H) = 8.818$ и $medlog(SFR) = -0.969$. Сравнение с таковыми для изолированных галактик каталога LOG, находящихся, напомним, в том же объеме, показывает, что темп звездообразования в галактиках Маркаряна несколько выше, чем в изолированных ($medlog(SFR) = -1.05$), при этом галактики Маркаряна примерно в 2.2 раза более массивные, но содержат меньше нейтрального водорода. Как видно из. рис.3, галактики Маркаряна демонстрируют хорошо известное возрастание доли нейтрального водорода

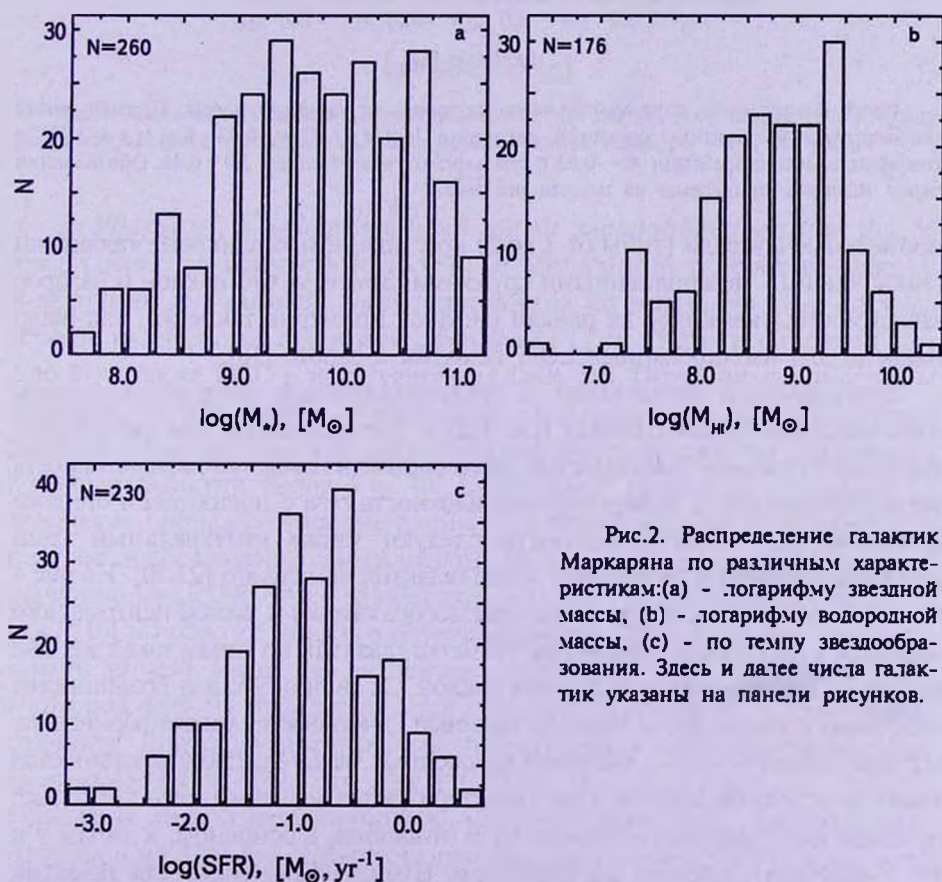


Рис.2. Распределение галактик Маркаряна по различным характеристикам: (а) - логарифму звездной массы, (b) - логарифму водородной массы, (с) - по темпу звездообразования. Здесь и далее числа галактик указаны на панели рисунков.

при переходе от массивных (ярких) галактик к карликовым. Прямая линия соответствует уравнению регрессии $\log(M_{HI}/M_*) = -0.43 \cdot \log(M_*) + 3.25$ с коэффициентом корреляции $R = -0.63$ и стандартным отклонением $SD = 0.46$. На этом и последующих рисунках мы сгруппировали и обозначили разными символами: галактики ранних типов (от -5 до 1) сплошными кружками,

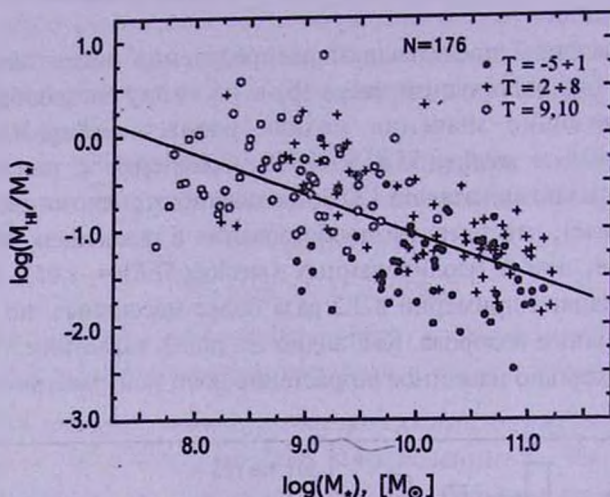


Рис.3. Зависимость доли нейтрального водорода от звездной массы. Прямая линия соответствует уравнению линейной регрессии $\log(M_{HI}/M_*) = -0.43 \cdot \log(M_*) + 3.25$, с коэффициентом корреляции $R = -0.63$ и стандартным отклонением $SD = 0.46$. Обозначения типов галактик приведены на панели рисунка.

нормальные спирали (типы от 2 до 8) крестиками и карликовые галактики (типы 9 и 10) - незаполненными кружками. Заметим, что наклон и разброс зависимости, указанные на панели рисунка, примерно такие же, как было найдено для изолированных LOG галактик в работе [10].

Эмпирически найденный и подтвержденный многочисленными наблюдениями закон Шмидта (см. [22] и цитированную там литературу) связывает степенной зависимостью наблюдаемые в галактиках эффективность звездообразования и поверхностную плотность газа с показателем степени примерно 1.5. Этой зависимости следуют также интегральный темп звездообразования и водородная масса галактик как целого [23,10]. На рис.4 показана зависимость между темпом звездообразования и массой нейтрального водорода в галактиках Маркаряна. Разметка галактик по типам такая же, как на рис.3. Проведенная линия имеет наклон 1.5. Видно, что для большинства массивных галактик закон Шмидта-Кенниката выполняется удовлетворительно. Однако в области малых значений водородных масс галактики отклоняются влево от основной прямой. Они характеризуются малыми (всего несколько десятков км/с) ширинами линии HI и относятся, в основном, к типам 9 и 10. Увеличение разброса на диаграмме Шмидта-Кенниката для галактик

слабее $M_B \sim -15$ и с $V_{max} \sim 50$ км/с отмечалось многими авторами (см. [24] и цитированную там литературу), однако однозначного объяснения этому факту нет. Отметим, однако, что у карликовых изолированных галактик из каталога LOG аналогичная диаграмма закона Шмидта-Кенниката вполне симметрична (см. рис.3 в работе [10]).

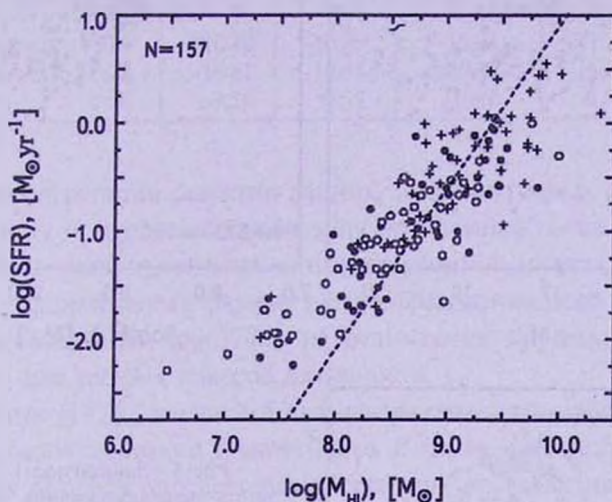


Рис.4. Зависимость темпа звездообразования от водородной массы. Пунктирная линия проведена с наклоном $3/2$. Обозначения типов галактик - как на рис.3

4. *Удельный и эффективный темп звездообразования.* Рис.5а представляет зависимость $\log(SSFR)$ от абсолютной скорректированной B -величины для галактик, сгруппированных по типам. На этом рисунке хорошо разделяются галактики с балджами (T от -5 до 1), спирали (T от 2 до 8), а также BCD и иррегулярные ($T=9, 10$). Сгруппированные типы отмечены на панели рис.5а такими же символами, как на предыдущих рисунках. Наиболее высокий удельный темп звездообразования наблюдается у слабых галактик типов 9 и 10. Спиральные галактики занимают на диаграмме промежуточное положение, а у галактик с балджами удельный темп звездообразования самый низкий. Верхний предел, соответствующий значению $\log(SSFR) = -9.4$ для близких изолированных галактик каталога LOG [10] и галактик близкого объема из работы [23], обозначен горизонтальной линией. Выше нее находится только одна галактика - UGC 4499, в которой Mrk 94 отождествляется с одним из сгущений в спиральной структуре. Еще одна галактика находится близко к отмеченному пределу, имея $\log(SSFR) = -9.42$. Это Mrk 116 = IZw 18 - известный BCD объект с рекордно низкой металличностью, классифицированный в наблюдениях Изотова и др. [25] как WR-галактика. Зависимость $\log(SSFR)$ от звездной массы галактики (рис.5б) более уверенно, чем рис.5а, демонстрирует различия

в удельном темпе звездообразования у галактик с большими и малыми звездными массами. В табл.1 мы приводим средние значения и стандартные отклонения $\log(SSFR)$ для трех подгрупп морфологических типов.

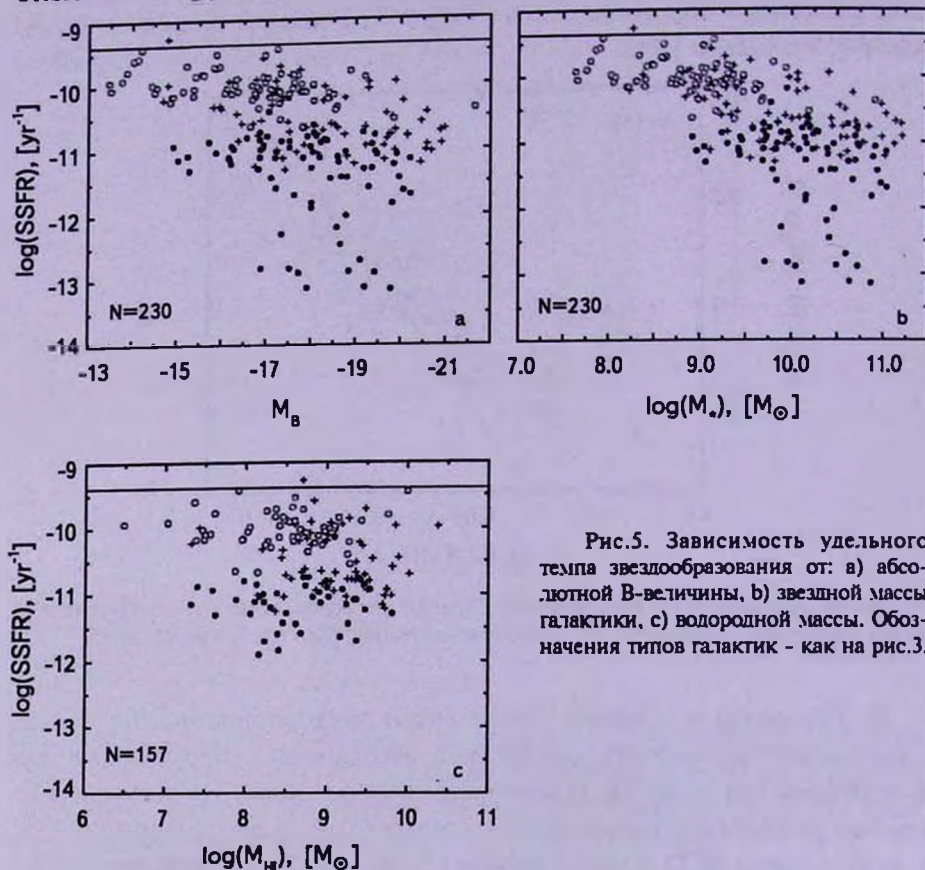


Рис.5. Зависимость удельного темпа звездообразования от: а) абсолютной В-величины, б) звездной массы галактики, с) водородной массы. Обозначения типов галактик - как на рис.3.

Деление по классам активности и попытка найти значимое различие между ними по удельному темпу звездообразования не приводит к определенному результату, см. табл.2. Здесь четко выделяется только малочисленный класс массивных галактик с абсорбционными спектрами: у них среднее значение $\log(SSFR) = -11.99$, самое низкое среди всех галактик.

Таблица 1

УДЕЛЬНЫЙ ТЕМП ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ $\log(SSFR)$ ГАЛАКТИК
МАРКАРЯНА РАЗНЫХ МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ

Типы	-5++1	2+8	9, 10
Число	79	79	72
Средн.	-11.36	-10.52	-10.02
SD	0.70	0.45	0.26

Таблица 2

УДЕЛЬНЫЙ ТЕМП ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ $\log(SSFR)$ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА РАЗНЫХ КЛАССОВ АКТИВНОСТИ

	WR	HII	e	Starburst	Sy	a
Число	41	15	104	40	15	15
Медиана	-10.1	-10.80	-10.26	-10.93	-11.24	-12.71
Средн.	-10.24	-10.61	-10.45	-10.89	-11.26	-11.99
SD	0.56	0.54	0.55	0.37	0.81	1.18

Четкая сегрегация галактик ранних, промежуточных и поздних типов по удельному темпу звездообразования проявляется также и в зависимости $\log(SSFR)$ от водородной массы, представленной на рис.5с. Отметим, что в случае эффективного темпа звездообразования как средние, так и медианные значения $\log(SFRe)$ не отличаются значимо ни для разных типов, ни для разных классов активности.

В работах [19,20] эволюционный статус галактики предложено характеризовать безразмерными параметрами P (past) и F (future), которые не зависят от ошибок определения расстояния до галактики. На рис.6 мы приводим диагностическую диаграмму $\{P-F\}$ для галактик Маркаряна, разделенных по морфологическим типам. Соответствующие значения медиан, средних и стандартных отклонений представлены в табл.3.

Аналогичные данные для разных классов активности мы представили в табл.4, ранжируя их в порядке убывания значений P .

По смыслу величин P и F , галактика с $P=0$ и $F=0$ способна за время

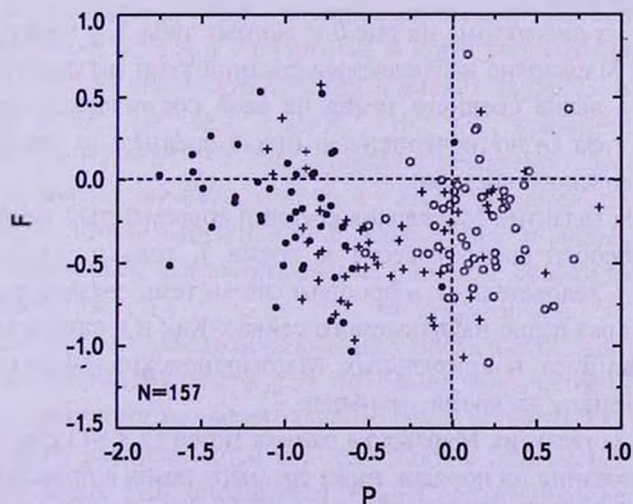


Рис.6. Диагностическая диаграмма "Past" - "Future" для галактик Маркаряна разных типов. Разметка по типам такая же, как на рис.3.

Таблица 3

СТАТИСТИКА "P" - "F" ДЛЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА РАЗНЫХ
МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ТИПОВ

Тип	Past				Future			
	Медиана	Средн.	SD	Число	Медиана	Средн.	SD	Число
-5+ +1	-0.98	-1.22	0.70	79	-0.18	-0.20	0.35	46
2+8	-0.47	-0.38	0.45	79	-0.37	-0.34	0.34	58
9, 10	0.09	0.11	0.26	72	-0.31	-0.29	0.33	53

Таблица 4

СТАТИСТИКА "P" - "F" ДЛЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА РАЗНЫХ
КЛАССОВ АКТИВНОСТИ

Активность	Past				Future			
	Медиана	Средн.	SD	Число	Медиана	Средн.	SD	Число
WR	0.03	-0.10	0.56	41	-0.40	-0.39	0.31	34
c	-0.12	-0.32	0.55	104	-0.28	-0.25	0.36	63
HII	-0.66	-0.47	0.54	15	-0.09	-0.20	0.29	14
Starburst	-0.79	-0.75	0.37	40	-0.32	-0.20	0.34	34
Sy	-1.10	-1.11	0.81	15	-0.30	-0.20	0.39	9
abs.	-2.56	-1.84	1.18	15	-0.07	-0.09	0.19	3

T_0 воспроизвести свою наблюдаемую звездную массу с современным темпом звездообразования; при этом запасы газа в ней достаточны, чтобы поддерживать наблюдаемый темп звездообразования на шкале еще одного Хаббловского времени T_0 .

Как следует из диаграммы на рис.6 и данных табл.3, у иррегулярных и BCD галактик Маркаряна наблюдаемый средний темп звездообразования лишь ненамного выше среднего темпа на всей космической шкале T_0 . Однако запасы газа будут исчерпаны в них в среднем за время около половины Хаббловского времени.

У спиральных галактик Маркаряна средний современный темп звездообразования способен воспроизвести за время T_0 только $\sim(1/2 - 1/3)$ их звездной массы. Следовательно, в прошлые эпохи темп звездообразования был в несколько раз выше наблюдаемого сейчас. Как и в случае Irr, BCD-галактик, запасы газа в спиральных Маркаряновских объектах будут исчерпаны в среднем за время, меньшее T_0 .

У большинства галактик Маркаряна ранних типов ($T \leq +1$) современный темп звездообразования на порядок ниже среднего темпа в прошлые эпохи. Из этого следует парадоксальный вывод, что данная категория галактик Маркаряна могла сохранять свои признаки высокой активности не только в фазе короткой вспышки, но и на всей космической шкале T_0 .

Как следует из данных рис.7, эффективность темпа звездообразования, $\log(SFR_e)$, остается в среднем почти постоянной для всех значений $\log(M_*)$ от 7.5 до 11.5. Она составляет: $\langle \log(SFR_e) \rangle = -9.68$ для типов -5, +1, -9.53 для типов 2, 8 и -9.59 для типов 9, 10. Эти оценки сопоставимы с характерной величиной $\log(SFR_e) = -9.5$ [yr^{-1}], которую получили Шиминович и др. [26] для выборки 190 массивных галактик с $\log M_* > 10.0$.

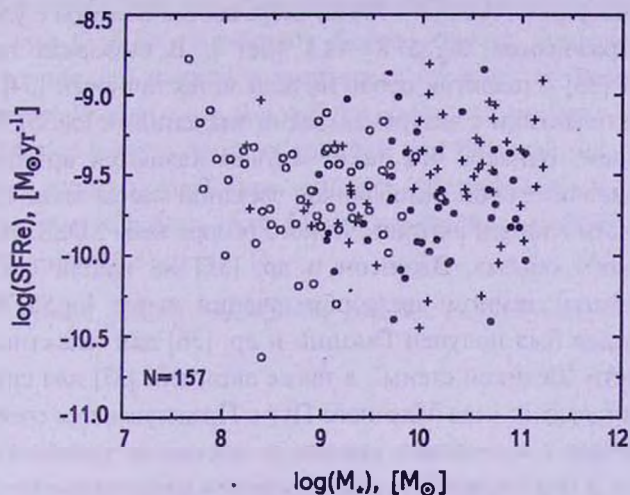


Рис.7. Зависимость эффективности темпа звездообразования от звездной массы галактики. Обозначения типов такие же, как на рис.3.

5. Заключительные замечания. Как установлено многочисленными наблюдениями, звездообразование у галактик в прошлые эпохи ($z \geq 1$) было на порядок более интенсивным, чем в современную эпоху, $z < 0.1$ [27–29]. В настоящее время основные процессы преобразования газа в звезды протекают в дисках спиральных и irregулярных галактик. Особенностью процессов звездообразования в дисках является их протяженная временная шкала $(\dot{M}_*/M_*)^{-1} = SSFR^{-1} \sim 10^{10}$ лет, сравнимая с возрастом Вселенной $T = H_0^{-1} = 1.37 \cdot 10^{10}$ лет. Причина медленного звездообразования в дисках, вероятно, вызвана наличием у этого процесса жесткой обратной связи, когда слишком интенсивное образование молодых горячих звезд угнетает дальнейшее звездообразование или даже совсем истощает запасы нейтрального газа.

Анализируя темпы звездообразования у примерно 600 галактик Местного объема с измеренными $H\alpha$ и FUV потоками, Караченцев и Кайсина [23] отметили существование максимального предела $\lim(\log SSFR) = -9.4$ [лет^{-1}], ниже которого располагаются все галактики в объеме радиусом 10 Мпк. Караченцев и др. [10] определили темпы звездообразования 520 особо изолированных галактик в объеме Местного сверхскопления радиусом ~ 50 Мпк и также отметили наличие указанного верхнего предела для $\log SSFR$.

Этот факт может показаться тривиальным, поскольку эволюция изолированных галактик протекает без существенного приливного влияния соседей, которое провоцирует вспышки звездообразования. Тем не менее, как показано в настоящей работе, тот же самый максимальный уровень темпа звездообразования имеет место и для активных объектов - галактик Маркаряна. Необходимо отметить, что согласно [30-32] среди большого числа галактик выборки GAMA ($N \sim 70000$) встречаются объекты с удельным темпом звездообразования $\log SSFR \approx -8.5$ [лет⁻¹]. В выборках галактик обзора ALFALFA [33] и галактик особо низкой металличности [34] можно даже обнаружить галактики с экстремальными значениями $\log SSFR \sim [-8.0, -7.5]$. Мы полагаем, однако, что такие случаи являются артефактами, обусловленными значительной недооценкой звездной массы таких галактик по фотометрическим данным автоматического обзора неба SDSS. Исследуя галактики Местного объема, Джонсон и др. [35] не нашли среди них объектов с удельным темпом звездообразования выше $\log SSFR = -9.2$. Аналогичный предел был получен Гавацци и др. [36] для галактик обзора ALFALFA в области "Великой стены", а также авторами [37] для спутников вокруг массивных галактик типа Млечного Пути. Представляется очевидным, что проверка случаев с аномально высокими оценками удельного темпа звездообразования и подтверждение существования максимального предела $SSFR$ позволит лучше понять особенности преобразования газа в звезды. В этом плане мы предполагаем распространить использованный в настоящей работе подход ко всем объектам каталога Маркаряна.

Данная работа выполнена при поддержке грантами РФФИ 13-02-90407-Укр-ф-а, ГФФИ Украины Ф53.2/15, РФФИ 12-02-91338-ННИО. В работе использованы базы данных HyperLEDA (<http://leda.univ-lyon1.fr>), NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu>), SDSS (<http://sdss.eso.org>) и данные со спутника Galaxy Evolution Explorer (GALEX).

¹ Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Украина, e-mail: valkarach@gmail.com

² Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Тараса Шевченко, Украина

³ Institut d'Astrophysique et de Geophysique, Université de Liège, Belgique, e-mail: melnykol@gmail.com

⁴ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: ikar@sao.ru

STAR FORMATION RATES IN THE NEARBY
MARKARIAN GALAXIESV.E.KARACHENTSEVA¹, O.V.MELNYK^{2,3}, I.D.KARACHENTSEV⁴

For 230 the nearest Markarian galaxies with radial velocities $V_{LG} < 3500$ km/s there were determined star formation rates basing on their far-ultraviolet fluxes derived with GALEX. We briefly discuss different relations between the star formation rate and integral parameters of the galaxies: stellar mass, hydrogen mass, morphological type and activity index. At average, Markarian galaxies have ~ 2 times lower amount of gas than that field galaxies of the same stellar mass and morphological type. In spite of their activity, the specific star formation rate of almost most Markarian galaxies, SFR/M_* , does not exceed the limit $\sim \text{dex}(-9.4)$ in $[\text{yr}^{-1}]$.

Key words: *galaxies: Markarian galaxies: star formation*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Е.Маркарян, Сообщ. Бюраканск. обс., **34**, 3, 1963.
2. B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian et al., Commun. of the Special Astrophys. Obs., **62**, 5, 1989.
3. J.M.Mazzarella, V.A.Balzano, Astrophys. J. Suppl. Ser., **62**, 751, 1986.
4. A.Petrosian, B.McLean, R.J.Allen, J.W.MacKenty, Astrophys. J. Suppl. Ser., **170**, 33, 2007.
5. F.Zwicky, Catalogue of Selected Compact Galaxies' and of Postruptive Galaxies, Guemligen, Switzerland, 1971.
6. H.C.Arp, Astrophys. J. Suppl. Ser., **14**, 1, 1966.
7. B.A.Vorontsov-Velyaminov, Atlas and Catalog of Interacting Galaxies. Moscow, Sternberg Institute, 1959.
8. B.A.Vorontsov-Velyaminov, Astron. Astrophys. Suppl., **28**, 1, 1977.
9. "The Starburst-AGN Connection" ASP Conf. Ser., **408**, 2009.
10. I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, O.V.Melnyk et al., Astrophys. Bull., **68**, 2013.
11. D.C.Martin, J.Fanson, D.Schiminovich et al., Astrophys. J., **619**, L1-L6, 2005.
12. I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, V.E.Karachentseva, O.V.Melnyk, Astrophys. Bull., **66**, 1, 2011.
13. I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, Astron. J., **111**, 794, 1996.
14. J.C.Lee, A.Gil de Paz, R.C.Kennicutt et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., **192**, 6, 2011.
15. D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis, Astrophys. J., **500**, 525, 1998.

16. *M.A.W.Verheinen*, *Astrophys. J.*, **563**, 694, 2001.
17. *E.F.Bell*, *D.H.McIntosh*, *N.Katz*, *M.D.Weinberg*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **149**, 289, 2003.
18. *J.Binney*, *M.Merrifield*, *Galactic astronomy*, *J.Binney and M.Merrifield*, ed., *Princeton series in astrophysics*, 1998.
19. *I.D.Karachentsev*, *S.S.Kaisin*, *Astron. J.*, **133**, 1883, 2007.
20. *I.D.Karachentsev*, *S.S.Kaisin*, *Astron. J.*, **140**, 1241, 2010.
21. *M.Fukugita*, *P.J.E.Peebles*, *Astrophys. J.*, **616**, 643, 2004.
22. *R.C.Kennicutt, Jr.*, *Astrophys. J.*, **498**, 541, 1998.
23. *I.D.Karachentsev*, *E.L.Kaisina*, *Astron. J.*, **146**, 46, 2013.
24. *J.C.Lee*, *R.C.Kennicutt et al.*, **671**, L113 2007.
25. *Yu.I.Izotov*, *C.B.Foltz*, *N.G.Guseva et al.*, *Astrophys. J.*, **487**, L37-L40, 1997.
26. *D.Schiminovich*, *B.Catinella*, *G.Kaufmann et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **408**, 919, 2010.
27. *B.Williams*, *J.J.Dalcanton*, *L.C.Johnson et al.*, *Astrophys. J.*, **734L**, 22, 2011.
28. *P.S.Behroozi*, *R.S.Wechsler*, *C.Conroy*, *Astrophys. J.*, **770**, 57, 2013.
29. *M.D.Kistler*, *H.Yuksel*, *A.M.Hopkins*, *arXiv:1305.1630*, 2013.
30. *M.A.Lara-Lopez*, *A.M.Hopkins*, *A.R.Lopez-Sanchez et al.*, *ArXiv:1304.3889*, 2013.
31. *A.E.Bauer*, *A.M.Hopkins*, *M.Gunawardhana et al.*, *arXiv:1306.2424*, 2013.
32. *A.S.Robotham*, *J.Liske*, *S.P.Driver et al.*, *arXiv:1301.7129*, 2013.
33. *S.Huang*, *M.P.Haynes*, *R.Giovanelli*, *J.Brinchmann*, *Astrophys. J.*, **756**, 113, 2013.
34. *M.E.Filho*, *B.Winkel*, *J.S.Almeida et al.*, *arXiv:1307.4899*, 2013.
35. *D.D.Johnson*, *D.R.Weisz*, *J.J.Dalcanton et al.*, *ArXiv:1305.7243*, 2013.
36. *G.Gavazzi*, *G.Savorgnan*, *M.Fossati et al.*, *Astron. Astrophys.*, **553**, A90, 2013.
37. *J.I.Phillips*, *C.Wheeler*, *M.Boylan-Kolchin et al.*, *arXiv:1307.3552*, 2013.

CLOSE NEIGHBORS OF MARKARIAN GALAXIES. II.
STATISTICS AND DISCUSSIONST.A.NAZARYAN¹, A.R.PETROSIAN¹, A.A.HAKOBYAN¹,
B.J.MCLEAN², D.KUNTH³

Received 25 September 2013

According to the database from the first paper, we selected 180 pairs with $dV < 800 \text{ km s}^{-1}$ and $D_p < 60 \text{ kpc}$ containing Markarian (MRK) galaxies. We studied the dependence of galaxies' integral parameters, star-formation (SF) and active galactic nuclei (AGN) properties on kinematics of pairs, their structure and large-scale environments. Following main results were obtained: projected radial separation D_p between galaxies correlates with the perturbation level P of the pairs. Both parameters do not correlate with line-of-sight velocity difference dV of galaxies. D_p and P are better measures of interaction strength than dV . The latter correlates with the density of large-scale environment and with the morphologies of galaxies. Both galaxies in a pair are of the same nature, the only difference is that MRK galaxies are usually brighter than their neighbors in average by 0.9 mag. Specific star formation rates (SSFR) of galaxies in pairs with smaller D_p or dV is in average 0.5 dex higher than that of galaxies in pairs with larger D_p or dV . Closeness of a neighbor with the same and later morphological type increases the SSFR, while earlier-type neighbors do not increase SSFR. Major interactions/mergers trigger SF and AGN more effectively than minor ones. The fraction of AGNs is higher in more perturbed pairs and pairs with smaller D_p . AGNs typically are in stronger interacting systems than star-forming and passive galaxies. There are correlations of both SSFRs and spectral properties of nuclei between pair members.

Key words: *galaxies: general - galaxies: interactions - galaxies: starburst - galaxies: active - galaxies: peculiar*

1. *Introduction.* Close interactions/mergers of galaxies are considered as important processes influencing morphological, stellar and chemical evolution of galaxies. Numerous observational results show that interactions/mergers trigger SF in galaxies. The pioneering work [1] showed that peculiar galaxies have wider spread on color-color diagram and, generally, are bluer than normal galaxies. The authors suggested that sharp bursts of SF, with their timescales consistent with interactions, can explain peculiar colors of these galaxies. Later, many others showed that closer pairs of galaxies have enhanced star formation rates (SFRs) measured by emission lines, e.g. [2-5], optical colors, e.g. [6,7], infrared (IR) emission, e.g. [8,9], supernovae distribution, e.g. [10,11]. The main physical processes responsible for the enhanced SF are gas inflow toward nuclear regions of galaxies due to global torques and, probably, gas fragmentation into massive and dense clouds and rapid SF therein, e.g. [12,13]. The triggering mechanism of AGN is often considered to be the same as that of the enhanced nuclear SF [5,14-17].

In spite of that, various aspects and many factors can affect on frequency and efficiency of enhanced SF triggering by galaxy interaction and merging. The role of large-scale environment is still debated, especially, taking into account morphology-density relation [18]. In this respect, in [19,20] it was observed that galaxy interactions are more effective in triggering SF in low- and moderate-density environments. In addition, in [8,21] it was found that late-type neighbors enhance SF of galaxies while early-type neighbors reduce it, and it was showed that the role of the large-scale density in determining galaxy properties is minimal once luminosity and morphology are fixed. On the other hand, effect of large-scale environment was considered small, but non-zero in [22]. It is mostly assumed that major mergers are more effective in triggering starbursts (also AGNs), than minor ones [4,5,14,16,23-26]. At the same time, minor mergers occur more frequently, and partially can explain triggered SF in early-type galaxies, e.g. [27,28].

Finally, the general role of interactions and mergers in triggering SF of galaxies is still not clear. The facts, that not all galaxies with high SFR are interacting ones, as well as that not all interacting galaxies have high SFR, support the hypothesis that internal properties of galaxies are also an important factor determining enhanced SF [3,19], especially at higher redshifts [29,30]. Bars, transferring gas to nuclei, can be an alternative mechanism of induced nuclear SF [31,32], although bars themselves are disputably considered to be interaction-induced, e.g. [33].

The large variety of parameters is one of the main difficulties in studying influence of interactions and mergers on SF and AGN properties of galaxies. The choice of galaxies as interacting also contains some ambiguities, because interacting pairs can be selected by different criteria, such as according to the difference of line-of-sight (LoS) velocity, projected distance between pair members, or the degree of morphological disturbances (assessed both visually or automatically, e.g. by asymmetry). Although these parameters are correlated with each other at first approximation, see e.g. [26,34], they can bias the pair statistics in different ways because of correlation with large-scale environment, e.g. [20], possible effects on morphological classification, e.g. [33], or different timescales and sequences of SF, AGN and disturbed morphology [5,6,13,35]. The sizes of samples also vary greatly in different studies, from several hundreds to a hundred thousand [4], bringing additional difficulties for making satisfactory comparisons. Additional, scrupulously chosen samples can provide further results to reveal the details.

The aim of this study is to investigate the connections between gravitational interaction with a close neighbor and nuclear activity and/or enhanced SF in galaxy pairs. We will study these phenomena through examining dependence of integral parameters, SFRs and nuclear properties of galaxies in pairs on

kinematical properties of these systems, as well as their large-scale environments. Also, we will investigate correlations between properties of paired galaxies.

In our first paper of a series [36], we have reported the creation of the database of close neighbors of MRK galaxies, which contains extensive new measurements of their optical parameters, collected near-IR data, and pair properties. This is a second paper of a series and the outline is as follows: Section 2 presents the sample of close pairs of galaxies and selected parameters. Section 3 presents the statistical study of the sample and discusses its results. Section 4 is the summary of this study. Throughout this paper, we adopt the Hubble constant $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

2. Sample. There are two possible approaches for pair selection with the purposes of studying SF and AGN properties of pair members. First, one can select all pairs from a catalog of galaxies and study SF and AGN properties in these pairs. Second, one can choose only galaxies with desirable properties, search for their neighbors and study properties of these pairs. The first approach is more commonly used, e.g. in [16], because it provides selection of pairs with all possible variety of parameters and is limited only by original catalogs of galaxies drawn from. The second approach (e.g. used in [17]) gives an opportunity to select a well-chosen sample of pairs, which generally will be smaller, but the selection effects should be constrained in a comprehensible manner. We adopted the second approach in our pair selection. It gave us an opportunity to select well-chosen sample containing enough number of galaxies with different activity levels, but small enough to study it thoroughly via visual classification and manual checking of automatically measured parameters.

The starting point to create our sample of pairs is the catalog of MRK galaxies. The original catalog [37] features 1545 bright galaxies mostly having starburst properties and/or AGNs, which are well-studied objects. In [38], homogeneously measured parameters of MRK galaxies, such as magnitudes, sizes, positions, redshifts, and morphologies, are presented.

Results of a close neighbors search for MRK galaxies within position-redshift space using the NASA/IPAC Extragalactic Database and Sloan Digital Sky Survey (SDSS) Data Release (DR) 8 (for current study we added to this list some new objects found only in the DR9 [39]) are published in [36]. In [36], three criteria were used to select the sample of close neighbors of MRK galaxies. (1) Redshift of MRK galaxy should be more than 0.005. (2) Difference of LoS velocities of MRK galaxy and its neighbor should be less than 800 km s^{-1} . (3) Projected distance between MRK galaxies and their neighbors should be less than 60 kpc (close systems). According to these criteria, 633 galaxies in close systems containing 274 MRK galaxies were found. For the current study, only pairs of galaxies were selected from above mentioned 633 galaxies. The total number of pairs containing at least one MRK galaxy

is 217. The percentage of pairs in our sample located within the SDSS coverage is 83%. The median distance of selected pairs is 96 Mpc.

The morphological classification of MRK galaxies and their neighbors was done in [38] and [36] respectively, using only Digitized Sky Survey-II (DSS-II) blue and red images for MRK and DSS-II blue and red images as well SDSS color images for neighbors. For this study, we checked morphological classes of MRK galaxies by using also SDSS color images for homogeneity. New and revised morphological classes were suggested for the 16% of MRK galaxies, morphological classes were specified for other 17% of galaxies. The 19% of sample galaxies are of early-types (earlier than S0/a), 46% of early spirals (Sa-Sbc), and 36% of late spirals and irregulars (later than Sc).

We classified sample pairs in terms of morphological perturbations, e.g. [17,26], by 4 levels: $P=0$: unperturbed pairs, $P=1$: slightly perturbed, $P=2$: highly perturbed, $P=3$: mergers. Unperturbed pairs are defined as having both components with no visible morphological perturbation. Slightly perturbed pairs are pairs where the most perturbed component has visible morphological perturbations, but without long tidal arms, bridges, or violation of spiral patterns or brightness profile. In highly perturbed pairs the most perturbed component has significant morphological perturbations, such as long tidal arms, bridges, or violation of spiral patterns or brightness profile. Mergers are pairs with obvious merging processes. The typical examples of pairs of each category are shown in Fig.1. The 45% of the pairs have $P=0$, 23% $P=1$, 22% $P=2$, and 10% $P=3$. Blind reclassification of a sample shows that the selection criteria for perturbation are quite reliable and objective, and errors of this

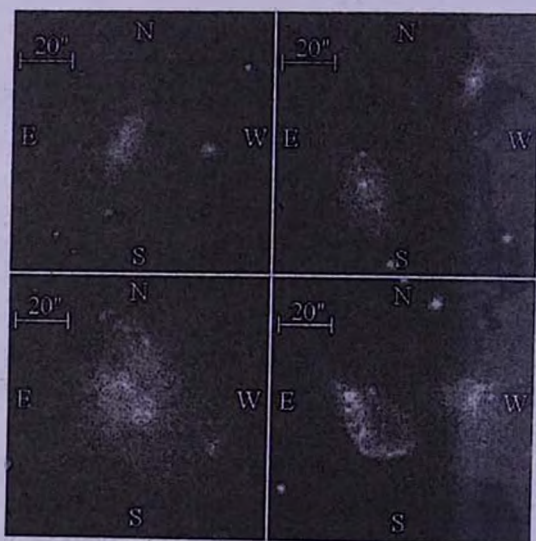


Fig.1. Examples of pairs with perturbation levels $P=0$ (top left), $P=1$ (top right), $P=2$ (bottom right), and $P=3$ (bottom left).

classification are less than errors of morphological t -types classification. Typically less than 20% of pairs change their P level by one unit when reclassified.

In [36,38], isophotal magnitudes of the galaxies from DSS-II blue (J), red (F), and near-IR (I) images were measured in an homogeneous way. In this study we used SDSS *cmodel* magnitudes for luminosities and *model* magnitudes for colors, which were controlled by DSS magnitudes (outliers were removed).

We described the large-scale environments of each pair by average large-scale density Σ calculated as a surface density of galaxies from SDSS within 1 Mpc projected circles and with LoS velocity differences less than 1500 km s^{-1} (typical σ of galaxy groups is less than 500 km s^{-1} [40]). For that purpose, we counted all galaxies in absolute magnitude limited sample $M \leq -18.74$ in r -band corresponding to SDSS completeness magnitude $r_{\text{lim}} < 17.77$ [41] at 200 Mpc distance (95% of pairs are closer). So 95% of pairs do not lose galaxies in their 1 Mpc environments because of magnitude limit. In higher density environments there is a systematic undercount of neighbors due to fiber collisions [41]. We completed number of neighbor galaxies proportionally to not-covered area for 17 pairs having 1 Mpc circles partially located outside of SDSS coverage. For our further statistics we divided all pairs according to Σ into three categories: low-, medium-, and high-density environments with $\Sigma \leq 2$, $2 < \Sigma \leq 5$, and $\Sigma > 5$ accordingly.

For statistics we also included some spectral parameters of galaxies processed by MPA-JHU pipeline, which fits galaxy templates and spectral synthesis models to the spectra [42,43]. These parameters are SFR and SSFR for whole galaxy, and nuclear emission-line classification. We visually inspected each galaxy in our sample and filtered only those having nucleus located within SDSS spectral fiber. Mean values of $\log(\text{SFR})$ and $\log(\text{SSFR})$ are -0.1 ± 0.8 and -9.9 ± 0.9 for MRK and -0.7 ± 0.9 and -10.1 ± 0.9 for neighbors.

We divided galaxies of our sample into four groups based on nuclear BPT [44] classification of their SDSS spectra. These classes are BPT = PS for passive nuclei (which are not included in BPT classification); BPT = SF for star-forming nuclei; BPT = C for composite nuclei, BPT = AGN for Seyfert galaxies, and BPT = L for LINERs. The $9 \pm 2\%$ of galaxies out of 180 with available spectra have passive, $66 \pm 6\%$ have star-forming, $14 \pm 3\%$ have composite, $2 \pm 1\%$ have AGN, and $8 \pm 1\%$ have LINER nuclei. Surprisingly, we found 7 cases when the nucleus of MRK galaxy has spectral classification "passive". These galaxies are: MRKs 422, 562, 654, 842, 902, 1276, and 1349. We inspected their SDSS spectra and found that only MRK 654 has emission lines and can have typical spectrum of starburst galaxy. All the other cases are early-type galaxies with neither excess in blue band nor any strong emission lines.

We studied some possible selection effects of the sample that could bias further statistics. The dependence of absolute magnitude on redshift (*Malmquist*

bias) is quite strong in the sample: $M_r = -18.45 - 0.0137d$; (correlation coefficient $r = -0.50$), where d is the distance from us in Mpc. As a result, morphologies of galaxies are also biased by distance: average distance is $d = 111 \pm 67$ Mpc for early-types, $d = 119 \pm 59$ Mpc for early spirals, and $d = 82 \pm 42$ Mpc for late spirals and irregulars. Other morphological features, i.e., perturbation levels of pairs and bar detection, are not biased by distance. Kinematical parameters of pairs, i.e. dV and Dp are also not biased by distance. Because of sample selection criteria, we have deficit of passive-passive pairs and, to a lesser extent, active-passive pairs.

3. Statistics and discussions.

3.1. Multivariate factor analysis (MFA). The statistical research was conducted in two steps. First, we applied an exploratory MFA to look for correlations between all parameters describing MRK galaxies, their neighbors (t -type, bar, abs. mag, $B-R$, SSFR, and BPT type) and pair properties (dV , Dp , P , and Σ). This statistical method is similar to the more commonly used principal component analysis. The MFA describes the interdependence and grouping patterns of variables in terms of factors. Factor loadings are measures of involvement of variables in factor patterns and can be interpreted like correlation coefficients. The square of the loading is the variation that a variable has in common with the factor pattern. The percent of total variance carried by a factor is the mean of squared loadings for a factor. In order to simplify the interpretation of the results, we only present the rotated *varimax* normalized

Table 1

VARIMAX ROTATED NORMALIZED ORTHOGONAL FACTOR LOADINGS

Variable	F_1	F_2	F_3
dV	-0.51	0.06	-0.09
Dp	-0.11	0.48	-0.09
P	-0.11	-0.75	0.31
Σ	-0.42	0.39	0.15
t -type MRK	0.80	0.04	0.21
Bar MRK	0.16	0.30	0.36
M MRK	0.70	0.43	0.12
$B-R$ MRK	-0.53	0.12	-0.16
SSFR MRK	0.71	-0.02	0.13
BPT MRK	0.07	-0.54	-0.23
t -type Neig.	0.77	-0.05	-0.27
Bar Neig.	-0.02	-0.05	0.72
M Neig.	0.61	0.42	-0.38
$B-R$ Neig.	-0.49	0.29	0.54
SSFR Neig.	0.77	-0.14	-0.30
BPT Neig.	0.12	-0.11	0.47
Acc. var.	26%	38%	49%

orthogonal values for the three most significant factors, with highlighted values above 0.4 correlation threshold. Table 1 shows the factor loadings, i.e., the correlation coefficients between the initial variables and the factors for the $N=59$ subsample with known values of all initial variables of galaxies.

Factor F_1 is the combination of LoS velocity difference dV , density of environment $\mathcal{E}$ and t -types, abs. mag, colors, SSFRs of MRK and neighbor galaxies. Pairs with smaller dV and in less denser environments have preferably fainter and bluer galaxies of later morphological types and with higher SSFRs. Factor F_2 is the combination of pair perturbation levels P , Dp separation, abs. mag of MRK and neighbor galaxies, BPT classification of MRK galaxy. MRK galaxies with active nuclei are located in closer and more perturbed pairs, they and their neighbors are relatively luminous galaxies. Factor F_3 connects bar existence, color and nuclear activity of neighbor galaxies. Redder neighbor galaxies have larger fraction of bars and active nuclei. These results are expected, they show common trends connecting properties of galaxies and their environments [16,18,20].

3.2. Sample properties. An important goal of this study is to examine the dependence of SSFR and BPT types (target parameters) on dV , Dp and P (primary parameters) taking into account the impact of secondary parameters such as morphologies, large-scale environments, luminosity ratio of pair components. In this section we mention some other important relations (between primary and secondary parameters) that are essential to consider when discussing the sample properties. The dependence of visually detected perturbation

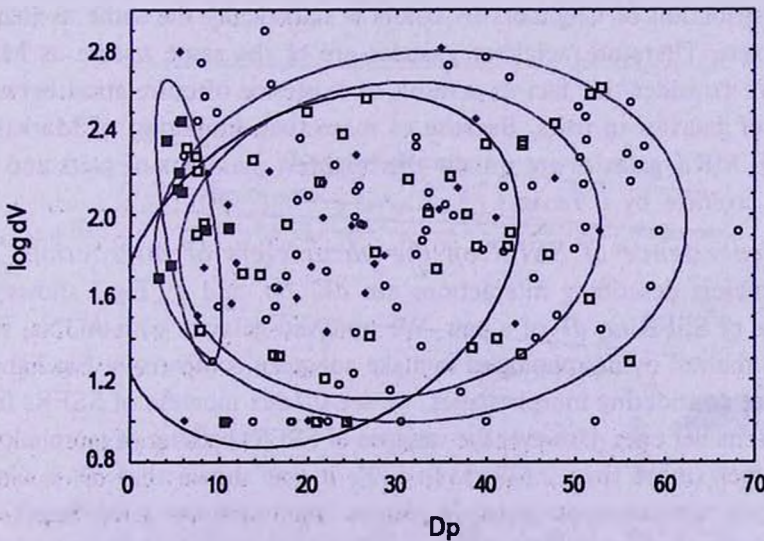


Fig.2. Dp vs. $\log(dV)$ for all pairs with different levels of perturbation P . $P=0$ are marked by small blank circles, $P=1$ by large blank squares, $P=2$ by small filled diamonds, $P=3$ by large filled squares. Ellipses correspond to 95% of points of each distribution.

level P on dV and Dp is worthy to mention. Fig.2 shows the distribution of pairs by their dV and Dp , pairs with different perturbation levels P are marked. It is obvious and shown by MFA too, that P correlates only with Dp , while dV and Dp do not correlate with each other. The closer pairs are more disturbed. This is the result of different nature of Dp and dV . Pairs with larger dV correspond to environments with higher densities Σ . Therefore while Dp is a measure of interaction strength, the variation of dV mainly reflects change of large-scale environments.

The fraction of barred galaxies in the sample depends neither on morphological type (after removing elliptical and irregulars) nor on Dp . On the other hand, there is a strong decrease of number of barred galaxies from $47 \pm 10\%$ for small dV ($10 \div 20 \text{ km s}^{-1}$) pairs to $14 \pm 3\%$ for large dV ($>100 \text{ km s}^{-1}$) pairs. The SSFRs of barred galaxies do not differ from those of unbarred ones significantly.

3.3. MRK galaxies vs. neighbors. We compared properties of neighbors with those of MRK galaxies. Mean absolute *cmodel* r mag of neighbors is -19.4 ± 1.8 compared to -20.3 ± 1.2 for MRK galaxies. Median morphological type of neighbor galaxy is Sbc compared to Sb for MRK galaxy. A Kolmogorov-Smirnov (KS) test of morphologies gives $p = 0.09$ that MRK and neighbors are drawn from the same sample. Spearman's rank ($R = 0.29$) test shows that the morphologies of MRK and neighbors correlate significantly ($p = 0.00005$). Number of barred galaxies in neighbors sample is $23 \pm 4\%$ compared to $22 \pm 3\%$ for that in MRK galaxies. Comparison of SSFRs shows that SSFR of neighbors is not less than that of MRK galaxies. The distribution of neighbors by BPT types is consistent with the distribution of MRK galaxies. A KS test shows that the distribution of neighbors by colors is statistically the same as that of MRK galaxies. Therefore neighbor galaxies are of the same nature as MRK galaxies. We consider this fact as a result of existence of correlation between properties of galaxies in pairs. Because of magnitude limitation of Markarian survey [37], MRK galaxies are usually the brightest members of pairs and are brighter in average by 0.9 mag.

3.4. Dependence of SSFR on the parameters of interaction. The main parameters describing interactions are dV , Dp , and P . Fig.3 shows the dependence of SSFR on dV of a pair. We removed galaxies with AGNs, then categorized the rest by morphologies to make adequate comparison. Fig.3 shows that, without considering morphologies, we see 0.7 dex increase of SSFRs from larger dV to smaller ones. However the variance of SSFRs because of morphologies is much larger (more than 2.5 dex). In [20], it was shown that dV is biased by large-scale environment: pairs in denser environments have larger dV . Because of morphology-density relation, dV is also biased by morphologies: early-type galaxies have $dV \sim 250 \text{ km s}^{-1}$ while irregulars have $dV \sim 70 \text{ km s}^{-1}$, so most of the SSFR vs. dV dependence is because of morphology-SSFR

dependence and does not reflect pure interaction. Thus, we conclude that it is essential to take into account morphologies of galaxies when discussing their SSFRs and interactions to obtain unbiased results. Fig.3 shows that grouping by morphologies weakens SSFR vs. dV relation, but there still remains some variance, which is maximal for early spirals (0.4 ± 0.5 dex). This result is in agreement with modeling, e.g. [29] showing that strong starbursts during

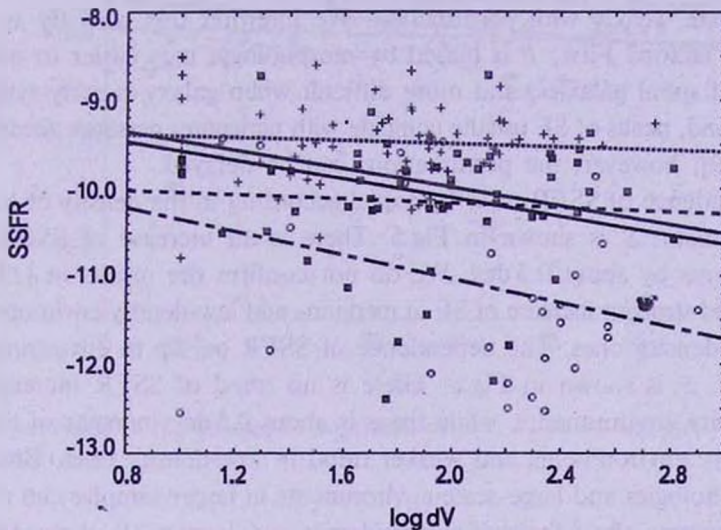


Fig.3. SSFR vs. $\log(dV)$ for subsamples of early-types (blank circles, dashed-dotted line), early spirals (filled squares, dashed line), and late spirals and irregulars (crosses, dotted line). Two best-fit lines for all galaxies (bottom solid line) and AGN removed sample (upper solid line) are drawn.

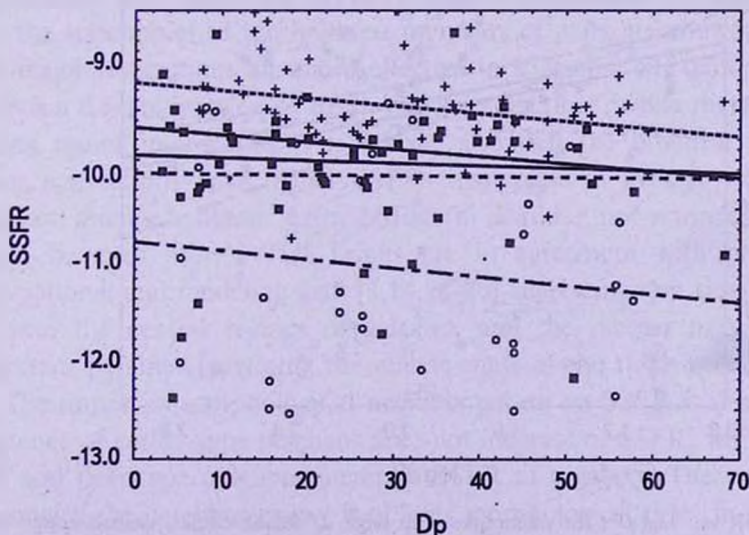


Fig.4. SSFR vs. D_p grouped by morphologies. Points and lines marking are the same as in Fig.3.

interactions are rare and that typical enhancement of SF is less than 5 times.

Fig.4 shows the dependence of SSFR on D_p of a pair in AGN-removed sample. If we do not categorize the sample by morphologies, we see 0.7 dex increase of SSFR from larger D_p to smaller ones. In our sample D_p is not biased by morphologies compared to dV . After grouping by morphologies we have about 0.5 dex difference of SSFRs in closer pairs compared to the wider ones. D_p correlates stronger with the perturbation level P than dV . Meanwhile, SSFRs correlate weakly with perturbation. We interpret this partially as the result of two factors. First, P is biased by morphology: it is easier to detect disturbance of spiral galaxies, and more difficult when galaxy is early-type or irregular. Second, peaks of SF usually coincide with pericenter passages according to models [29], however, the perturbations can be delayed.

The dependence of SSFR on dV grouped according to the density of large-scale environment $\mathcal{E}$ is shown in Fig.5. There is an increase of SSFR for all environments by about 0.5 dex. We do not confirm the results in [19,20] which suggested stronger increase of SF in medium- and low-density environments than in high-density ones. The dependence of SSFR on D_p in environments with different $\mathcal{E}$ is shown in Fig.6. There is no trend of SSFR increase in medium-density environments, while there is about 0.5 dex increase of SSFR in high-density environments and weaker trend in low-density ones. Binning both by morphologies and large-scale environments in larger samples can make possible to separate the effects of morphologies and large-scale environment densities on SSFR increase. We tried also to group galaxies by their global colors instead of morphologies to see variations of SSFR vs. dV and D_p within

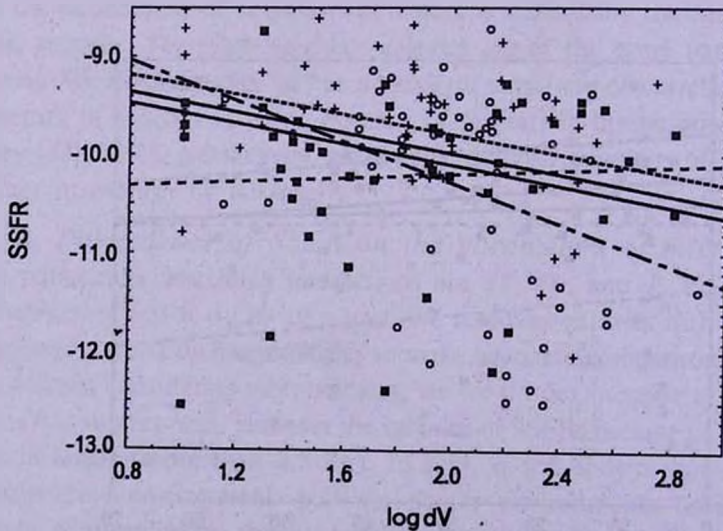


Fig.5. SSFR vs. $\log(dV)$ for subsamples with large $\mathcal{E}$ (blank circles, dashed-dotted line), medium $\mathcal{E}$ (filled squares, dashed line), and low $\mathcal{E}$ (crosses, dotted line). Two best-fit lines for all galaxies (bottom solid line) and AGN removed sample (upper solid line) are drawn.

each color group. However, there is no variation. This is probably because colors already depend on SSFR, and variation of color reflects variation of SF even within each morphological class.

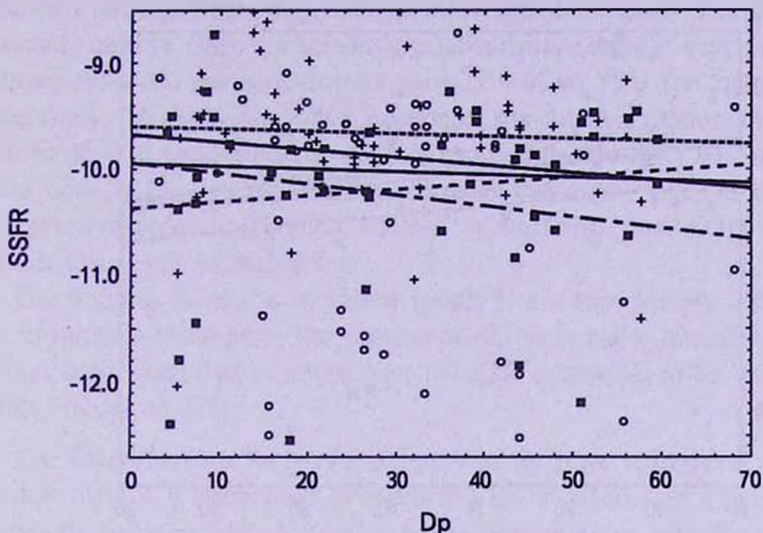


Fig.6. SSFR vs. D_p grouped by large-scale density Σ . Points and lines marking are the same as in Fig.5.

We studied the impact of the luminosity ratio of pair members on SSFR increase by dividing all the pairs into two categories. Those with $\log(L_{\text{bright}}/L_{\text{faint}}) \leq 0.6$ we call major interactions, and the rest we call minor ones (see also [3,14,24]). This separation is biased neither by redshift, nor by morphology or large scale environment. Fig.7 shows the SSFR- D_p relation for major and minor interactions, also the subsamples of the brightest members of pairs are showed separately. The major interactions are more effective in triggering SF than minor ones, there is a 0.5 dex increase of SF in major interactions, while there is no trend among minor interactions. Fig.7 shows also that the brightest members of major interactions have higher SSFRs than pairs in average, therefore the brightest members obtain extra SSFR (if consider not-normalized SFR, it would be even more). This results are in agreement with previous both observational and modeling data [3,14,24-26] suggesting that tidal forces draw gas into the central regions of galaxies, and the merger mass ratio is an important parameter defining the effectiveness of the tidal forces.

The impact of morphology of neighbor galaxy on SSFR is shown in Fig.8. Existence of earlier-type neighbor does not increase of SSFR, while the same-type and later-type neighbor increases SSFR of a galaxy. The extra SSFR is maximal if the neighbor galaxy is of later morphological type, in this case the SSFR increases by about 0.8 dex. Previous papers [8,21] also obtained similar

result. This result supports the scenario where close interaction with a later type neighbor can not only trigger gas inflow in earlier type galaxy, but also be an additional source of gas fuel.

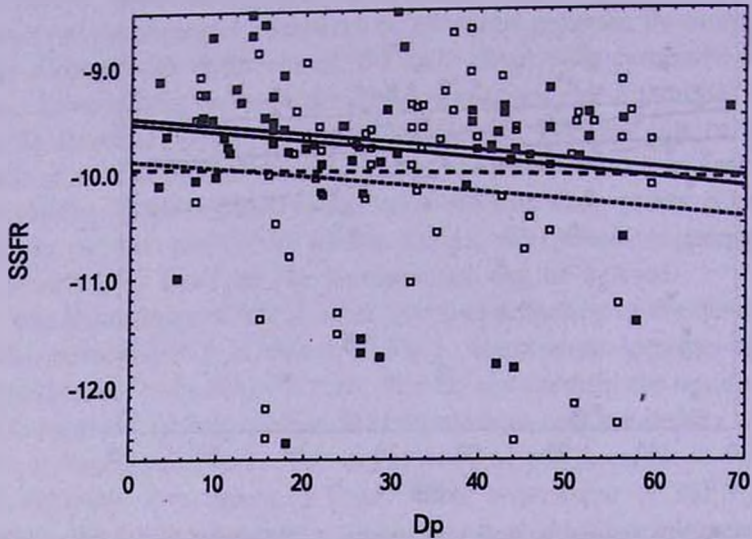


Fig.7. SSFR vs. D_p for major interactions (filled squares, solid line best fit), minor interactions (blank squares, dashed line), brightest components of major interactions (upper solid line), and brightest components of minor interactions (dotted line).

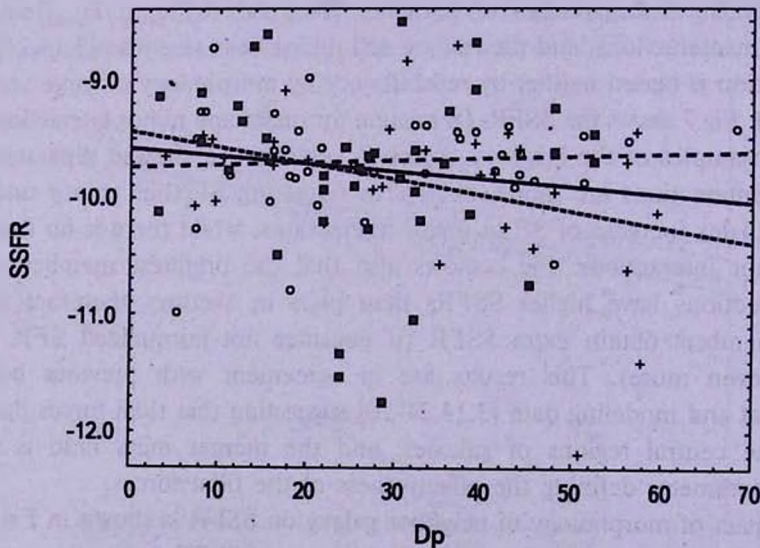


Fig.8. SSFR vs. D_p for galaxies with relatively earlier type neighbors (blank circles, dashed line), same type neighbors (filled squares, solid line), and relatively later type neighbors (crosses, dotted line).

3.5. Nuclear types vs. pair properties. We studied the fraction of galaxies with different nuclear BPT types by grouping the spiral galaxies in the sample according to the D_p and P . The fraction of AGN galaxies in less separated pairs is larger than that in more separated pairs. The difference is especially obvious when considering the perturbation level P . Fraction of AGNs changes from 8% for unperturbed pairs ($P=0$) to 55% for mergers ($P=3$) respectively. On the contrary, the fraction of star-forming galaxies changes from 69% to 45% in the same groups. This result (see also [16,23]) indicates that while both AGN and SF can be triggered by interactions, AGNs "prefer" stronger interactions. Different timings of starbursts and AGN events can explain this result [5,15,35].

The fraction of AGNs in barred spirals is not significantly different from that in spirals without bars. The fraction of AGNs in major interactions is about 4 times larger than that in minor ones ($32 \pm 7\%$ compared to $8 \pm 5\%$), showing results similar to [16].

3.6. Correlations between properties of pair members. We studied whether there is a correlation between SSFRs of galaxies in a pair. First, we did this by grouping pairs according to the environments with the same large-scale density Σ . There are statistically significant correlations between SSFRs of pair members within low- and high-density environments ($p=0.00003$ and $p=0.0003$ respectively) with $r \sim 0.6$ correlation coefficient. Second, we also studied correlation between SSFRs of galaxies in a pair, by filtering the same-morphology pairs and grouping them according to morphologies. The only statistically significant correlation we found is between SSFRs of galaxies within S0/a-Sab ($r=0.95$, $p=0.03$). In all the other groups of galaxies there is no any correlation. We explain the difference between these two results by the following reasons: the statistics by grouped morphologies has smaller sample than the statistics grouped by environments, and the correlations between enhanced SSFRs of pair members due to interactions are generally weak.

We studied BPT-BPT correlations between pair members. For that purpose, we compared probability p_{ij} (i, j = passive, LINER, starforming, composite, AGN) with pure probability p_r where p_{ij} is the conditional probability of a galaxy with BPT type i to have a neighbor with BPT type j , and p_j is probability for a random galaxy to have BPT type j . Table 2 shows the coupling coefficients $\gamma_{ij} = p_{ij}/p_j$. We calculated the variances of the coefficients by random generation of all possible pairs with mean numbers and standard deviations basing on existing numbers. For each spectral type, there is a tendency to have an increased probability of a neighbor with the same BPT type. Especially that is noticeable regarding passive galaxies and AGNs: passive galaxies are about 6 times more likely to be found near another passive galaxy, AGNs are 3 times more probable to be near another AGN. While our results

suffer from low number statistics, we speculate that star-forming galaxies decrease the probability to have a passive, LINER or AGN neighbor. On the other hand, passive galaxies can increase the likelihood to have AGN or LINER neighbors. It is not difficult to calculate, that sample selection criteria does not decrease the diagonal coefficients, so these values in the Table 2 remain real for any sample (γ coefficient of passive-passive pairs will be much

Table 2

THE COUPLING COEFFICIENTS $\gamma_{ij} = p_{ij}/p_j$ WITH THEIR VARIANCES, WHERE i CORRESPONDS TO THE TARGET GALAXY, j TO THE NEIGHBOR

Neighbor	Target				
	PS	L	SF	C	AGN
PS	5.6 ± 1.2	1.6 ± 1.2	0.3 ± 0.1	0.7 ± 0.4	1.6 ± 1.4
L	1.9 ± 1.5	1.3 ± 1.2	0.7 ± 0.3	0.9 ± 0.7	1.6 ± 1.5
SF	0.2 ± 0.1	0.8 ± 0.3	1.1 ± 0.1	0.8 ± 0.2	0.6 ± 0.4
C	0.6 ± 0.5	0.8 ± 0.7	0.9 ± 0.2	1.5 ± 0.5	1.0 ± 1.0
AGN	1.4 ± 1.1	1.5 ± 1.6	0.5 ± 0.3	1.7 ± 1.0	3.3 ± 3.2

more). Previous results showed that interaction-triggered SF and AGNs often are correlated between components in major interactions, e.g. [17,25], and have tendency to appear in the environments of galaxies with similar properties, i.e. Seyfert galaxies tend to have the highest probability of having another Seyfert galaxy in the neighborhood, HII galaxies tend to have the highest probability of having another HII galaxy in the neighborhood, etc., e.g. [45]. We explain all the above mentioned correlations between BPT types as a result of two main factors. First, morphologies of galaxies are correlated: passive galaxies, AGNs and LINERs are more likely to be found among earlier type galaxies, while star-forming galaxies are more likely to be later type galaxies [46]. In this respect, correlation of morphologies between pair members automatically creates correlation of BPT types. Second, stronger interactions increase the likelihood of pair members to have nuclear activity of same types.

4. *Summary.* We studied pairs containing MRK galaxies, conducted both multivariate and one-dimensional statistics, and came to the following main conclusions:

(i). Projected radial separation D_p between galaxies correlates with the perturbation level P of the pairs. Both parameters do not correlate with the LoS velocity difference dV of pair members. D_p and P are better measures of interaction strength than dV . The latter correlates with the density of large-scale environment and with the morphologies of galaxies.

(ii). Both galaxies in a pair are of the same nature, the only difference

is that MRK galaxies are usually brighter than their neighbors in average by 0.9 mag. This result supports the existence of correlation between properties of paired galaxies.

(iii). SSFRs of galaxies in pairs with smaller D_p or dV is in average 0.5 dex higher than that of galaxies in pairs with larger D_p or dV . These trends are stronger when considering D_p , rather than dV and P . These trends exist within all groups selected by morphologies and within groups having low- and high- density environments.

(iv). Major interactions/mergers trigger SF more effectively than minor ones. The brightest components of pairs gain more SSFR than the fainter ones. Closeness of a neighbor with same and later morphological type increases the SSFR, while earlier-type neighbors do not increase SSFR.

(v). The fraction of AGNs is higher in more perturbed pairs and pairs with smaller D_p . AGNs typically are in stronger interacting systems than star-forming and passive galaxies. Major interactions/mergers trigger AGNs more effectively than minor ones.

(vi). The correlations between SSFRs of pair members within fixed environments have medium strength. The correlations between SSFRs of pair members are weaker when considering same-morphology pairs. Galaxy with given nuclear spectral type tend to increase the probability of having a neighbor with similar nuclear properties. We suspect that the presence of passive galaxy reduces the probability to find a star-forming neighbor and increases the probability to find an AGN or LINER neighbor.

A.R.P. and A.A.H. acknowledge the hospitality of the Institut d'Astrophysique de Paris (France) during their stay as visiting scientists supported by the Collaborative Bilateral Research Project of the State Committee of Science (SCS) of the Republic of Armenia and the French Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS). This work was made possible in part by a research grant from the Armenian National Science and Education Fund (ANSEF) based in New York, USA. This research made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database, which is available at <http://ned.ipac.caltech.edu>, and operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration. Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the US Department of Energy Office of Science. 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.

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

² Space Telescope Science Institute, USA

³ Institut d'Astrophysique de Paris, France

БЛИЗКИЕ СОСЕДИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II. СТАТИСТИКА И ОБСУЖДЕНИЯ

Т.А.НАЗАРЯН¹, А.Р.ПЕТРОСЯН¹, А.А.АКОПЯН¹,
Б.Дж.МКЛИН², Д.КУНТ³

Мы отобрали 180 пар, содержащих галактики Маркаряна, с $dV < 800 \text{ км с}^{-1}$ и $D_p < 60 \text{ кпк}$, согласно базе данных из первой статьи серии. Мы исследовали зависимость интегральных параметров галактик, их звездообразования и активности ядер от кинематики пар, их структуры и крупномасштабного окружения. Были получены следующие основные результаты: проецированное радиальное расстояние D_p между галактиками коррелирует со степенью возмущений пар P . Оба параметра не коррелируют с разностью лучевых скоростей dV между галактиками. D_p и P являются лучшими индикаторами интенсивности взаимодействия, чем dV . Последний коррелирует с плотностью крупномасштабного окружения и с морфологией галактик. Обе галактики в паре имеют одинаковую природу, единственное отличие в том, что галактики Маркаряна обычно ярче их соседей в среднем на $0^m.9$. Относительный темп звездообразования галактик в парах с меньшими D_p или dV в среднем на 0.5 порядка выше, чем в парах с большими D_p или dV . Близость соседней галактики с таким же или с более поздним морфологическим типом увеличивает относительный темп звездообразования, а соседи более раннего типа не увеличивают его. Взаимодействия галактик со сравнимыми размерами возбуждают звездообразование и активность ядер более эффективно, чем взаимодействия с соседями небольших размеров. Доля активных ядер в более возмущенных парах и в парах с меньшим D_p более высокая. Галактики с активными ядрами, как правило, находятся в более сильно взаимодействующих системах, чем звездообразующие или пассивные галактики. Выявлены корреляции между галактиками в паре по относительным темпам звездообразования и по спектральным характеристикам ядер.

Ключевые слова: *галактики: общее - галактики: взаимодействия - галактики: звездообразование - галактики: активные - галактики: пекулярные*

REFERENCES

1. R.B.Larson, B.M. Tinsley, *Astrophys. J.*, **219**, 46, 1978.
2. E.J.Barton, M.J.Geller, S.J.Kenyon, *Astrophys. J.*, **530**, 660, 2000.
3. D.G.Lambas, P.B.Tissera, M.S.Alonso, G.Coldwell, *Mon. Notic. Roy. Astron.*

- Soc., 346, 1189, 2003.
4. C.Li, G.Kauffmann, T.M.Heckman *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 385, 1903, 2008.
 5. S.L.Ellison, D.R.Patton, L.Simard, A.W.McConnachie, Astron. J., 135, 1877, 2008.
 6. D.W.Darg, S.Kaviraj, C.J.Lintott *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 401, 1552, 2010.
 7. D.R.Patton, S.L.Ellison, L.Simard *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 412, 591, 2011.
 8. H.S.Hwang, D.Elbaž, J.C.Lee *et al.*, Astron. Astrophys., 522, A33, 2010.
 9. S.L.Ellison, J.T.Mendel, J.M.Scudder *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 430, 3128, 2013.
 10. A.R.Petrosian, M.Turatto, Astron. Astrophys., 297, 49, 1995.
 11. T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, A.A.Hakobyan *et al.*, Astrophys. Space Sci., 347, 365, 2013.
 12. J.C.Mihos, L.Hernquist, Astrophys. J., 464, 641, 1996.
 13. P.F.Hopkins, T.J.Cox, L.Hernquist *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 430, 1901, 2013.
 14. D.F.Woods, M.J.Geller, Astron. J., 134, 527, 2007.
 15. V.Wild, T.Heckman, S.Charlot, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 405, 933, 2010.
 16. S.L.Ellison, D.R.Patton, J.T.Mendel, J.M.Scudder, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 418, 2043, 2011.
 17. X.Liu, Y.Shen, M.A.Strauss, Astrophys. J., 745, 94, 2012.
 18. A.Dressler, Astrophys. J., 236, 351, 1980.
 19. M.Sol Alonso, D.G.Lambas, P.Tissera, G.Coldwell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 367, 1029, 2006.
 20. S.L.Ellison, D.R.Patton, L.Simard *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 407, 1514, 2010.
 21. C.Park, Y.-Y.Choi, Astrophys. J., 691, 1828, 2009.
 22. J.M.Scudder, S.L.Ellison, J.T.Mendel, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 423, 2690, 2012.
 23. M.Sol Alonso, D.G.Lambas, P.Tissera, G.Coldwell, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 375, 1017, 2007.
 24. T.J.Cox, P.Jonsson, R.S.Somerville *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 384, 386, 2008.
 25. J.M.Scudder, S.L.Ellison, P.Torrey *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 426, 549, 2012.
 26. D.G.Lambas, S.Alonso, V.Mesa, A.L.O'Mill, Astron. Astrophys., 539, A45, 2012.
 27. A.A.Hakobyan, A.R.Petrosian, B.McLean *et al.*, Astron. Astrophys., 488, 523, 2008.
 28. S.Kaviraj, S.Peirani, S.Khochfar *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 394, 1713, 2009.
 29. P. Di Matteo, F.Bournaud, M.Martig *et al.*, Astron. Astrophys., 492, 31, 2008.
 30. C.K.Xu, D.L.Shupe, M.B  thermin *et al.*, Astrophys. J., 760, 72, 2012.
 31. S.L.Ellison, P.Nair, D.R.Patton *et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 416,

- 2182, 2011.
32. V.Z.Adibekyan, A.R.Petrosian, *Astrophysics*, **52**, 192, 2009.
 33. K.R.V.Casteels, S.P.Bamford, R.A.Skibba *et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 1051, 2013.
 34. D.R.Patton, R.G.Carlberg, R.O.Marzke *et al.*, *Astrophys. J.*, **536**, 153, 2000.
 35. P.F.Hopkins, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **420**, L8, 2012.
 36. T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, B.J.McLean, *Astrophysics*, **55**, 448, 2012.
 37. B.E.Markarian, V.A.Lipovetsky, J.A.Stepanian *et al.*, *Soobshch. Spets. Astrofiz. Obs.*, **62**, 5, 1989.
 38. A.Petrosian, B.McLean, R.J.Allen, J.W.MacKenty, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **170**, 33, 2007.
 39. C.P.Ahn, R.Alexandroff, C.Allende Prieto *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **203**, 21, 2012.
 40. X.Yang, H.J.Mo, F.C. van den Bosch *et al.*, *Astrophys. J.*, **671**, 153, 2007.
 41. M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton *et al.*, *Astron. J.*, **124**, 1810, 2002.
 42. G.Kauffmann, T.M.Heckman, S.D.M.White *et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **341**, 33, 2003.
 43. J.Brinchmann, S.Charlot, S.D.M.White *et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **351**, 1151, 2004.
 44. J.A.Baldwin, M.M.Phillips, R.Terlevich, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **93**, 5, 1981.
 45. W.Kollatschny, A.Reichstein, M.Zetzl, *Astron. Astrophys.*, **548**, A37, 2012.
 46. L.C.Ho, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **46**, 475, 2008.

BVRI CCD ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ. VI

В.Т.ДОРОШЕНКО¹, Ю.С.ЕФИМОВ², Г.А.БОРМАН², Н.Г.ПУЛАТОВА^{2,3}

Поступила 8 июля 2013

Принята к печати 6 декабря 2013

Представлены результаты наблюдений в полосах B , V , R , I 200 звезд сравнения в окрестностях 18-ти активных ядер галактик (AGN) с координатами по прямому восхождению от 0 до 9 часов в широком диапазоне звездных величин. Основную часть рассмотренных AGN составляют блазары и квазары. Для подавляющего большинства звезд B , V , R , I величины ранее не были известны. Карты для отождествления звезд прилагаются. Результаты исследования могут быть использованы для дифференциальной фотометрии ядер галактик.

Ключевые слова: *активные ядра галактик: объекты типа BL Lac:
фотометрия звезд сравнения*

1. *Введение.* Предметом настоящего исследования является определение $BVRI$ величин звезд в полях некоторых активных ядер галактик (AGN), преимущественно блазаров, которые составляют подкласс AGN. Основным источником излучения в блазарах являются протяженные замагниченные джеты, направленные под очень малым углом к лучу зрения наблюдателя. В этот класс AGN входят объекты типа BL Lac (лацертиды) и квазары с очень сильной оптической переменностью (OVV QSO). Эти объекты показывают наибольшую амплитуду оптической переменности среди других типов AGN. Оптическая переменность проявляется не только на больших временах (годы) с амплитудой в несколько звездных величин, но и на малых временах (часы и минуты) с амплитудой в несколько десятых звездной величины. В настоящее время известно несколько тысяч блазаров, многие слабее 16^m в полосе V . Но даже в оптическом диапазоне подробно исследовано не более нескольких десятков. Хотя организуются международные кампании по комплексному изучению блазаров в разных областях электромагнитных волн, однако объединение усилий многих оптических обсерваторий по всему миру тормозится отсутствием абсолютной фотометрической калибровки слабых звезд в полях многих из этих переменных источников. Применение CCD приемников излучения даже с использованием небольших телескопов позволяет расширить число звезд, используемых в качестве стандартов, в сторону слабых объектов с сохранением достаточно высокой точности.

2. *Наблюдения.* В 2005-2008гг. Ю.С.Ефимов проводил фотометрические наблюдения блазаров в прямом фокусе ($f = 10000 \pm 5$ мм) 2.6-м телескопа (ЗТШ) Крымской астрофизической обсерватории (КрАО). Целью этих наблюдений было исследование быстрой переменности, т.е. переменности в течение ночи на интервале нескольких часов с хорошим временным разрешением. Наблюдались, в основном, объекты типа BL Лас и квазары, а также несколько активных ядер других типов и открытое звездное скопление NGC 7790, которое использовалось для перевода инструментальной системы в международную. Список объектов, вошедших в данное исследование и дата наблюдения на ЗТШ даны в табл.2. В качестве приемника излучения использовались две матрицы FLI IMG 1001E и PL 1001E. Обе матрицы имели размер пиксела (микроны) 24×24 , размер кадра (пиксели) 1024×1024 , размер чипа матрицы (мм) 24.6×24.6 . Масштаб изображений составлял $0.495''/\text{рх}$. Охлаждение-термоэлектрическое, до -50°C ниже температуры окружающей среды. Темновой ток у этих матриц становится заметным только при температурах вблизи нуля.

Одним из важнейших параметров матриц является gain и шум считывания, которые мы определили опытным путем. Характеристики матриц представлены в табл.1. В дальнейшем эти результаты исследования матриц при работе в прямом фокусе ЗТШ были использованы при фотометрической обработке.

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ МАТРИЦ FLI IMG-1001E И PL-1001E

Матрица	gain	RE
FLPMG1001E	3.34 ± 0.04	3.68 ± 0.08
PL-1001E	2.28 ± 0.07	21.41 ± 0.07

2.1. *Трансформация инструментальной системы в международную систему Джонсона-Кузинса.* Для преобразования инструментальных звездных величин при наблюдениях на ЗТШ в международную систему Джонсона-Кузинса (далее назовем их *BVR*) мы использовали наблюдения рассеянного звездного скопления NGC 7790. *BVR*-звездные величины звезд в нем были взяты на сайте Питера Стетсона [26]. Выбор звезд в поле был сделан по широкому интервалу звездных величин и показателей цвета. Было использовано 28 звезд. Из сравнения измеренных звездных величин со звездными величинами Стетсона, были получены следующие уравнения преобразования инструментальных звездных величин в международные величины Джонсона-Кузинса:

$$dB = db + (0.144 \pm 0.013) \times d(b-v)$$

$$dV = dv - (0.051 \pm 0.009) \times d(b-v)$$

$$dV = dv - (0.077 \pm 0.013) \times d(v-r)$$

$$dR = dr - (0.081 \pm 0.024) \times d(v-r)$$

$$dR = dr - (0.041 \pm 0.012) \times d(v-i)$$

$$dI = di + (0.035 \pm 0.011) \times d(v-i).$$

Таким образом, можно сделать вывод, что в фотометре, который был использован при наблюдениях на ЗТШ, инструментальная система очень близка к международной системе Джонсона-Кузинса.

Однако впоследствии мы выяснили, что для калибровки звезд в полях некоторых AGN нужны дополнительные наблюдения, которые мы провели на 70-см телескопе КраО (АЗТ8) с матрицей AP7p. В этом случае преобразование инструментальных звездных величин в международные проводилось по уравнениям, которые указаны в работе [1].

2.2. Калибровка. При вычислении звездных величин использовалась стандартная процедура редукции CCD изображений за байес, темновой ток и плоское поле. Применялась апертурная фотометрия с диаметром апертуры

Таблица 2

**СПИСОК ОБЪЕКТОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ НА 2.6-м ТЕЛЕСКОПЕ
КраО В 2005-2008г. С BVRI CCD ФОТОМЕТРОМ И ВОШЕДШИХ
В ПЕРВУЮ ЧАСТЬ СТАТЬИ**

N	Объект	α (2000)	δ (2000)	z	Тип	Дата наблюдений (ггггммдд)
01	IES 0033+59.5	00:35:52.6	+59:50:04	0.086	BL Lac	20070814
02	5C 3.178	00:47:55.2	+39:48:58.2	0.252	BL Lac	20060817
03	3C 66A	02:22:39.6	+43:02:07.8	0.444	BL Lac	20051108, 20070917, 20070928, 20070930, 20071230
04	AO 0235+16	02:38:38.9	+16:36:59.3	0.9400	BL Lac	20061023, 20070122, 20070814
05	NCC 1167	03:01:42.4	+35:12:20.3	0.01645	LINER	20061119
06	4C 47.08=OE 400	03:03:35.2	+47:16:16.3	0.475	BL Lac	20061023
07	CTA 26	03:39:30.9	-01:46:35.8	0.852	BL Lac	20071230
08	IES 0414+00.9	04:16:52.4	+01:05:24	0.287	BL Lac	20080112
09	S5 0454+84	05:08:42.4	+84:32:04.5	0.112	BL Lac	20060816
10	PKS 0528+134=OG147	05:30:56.4	+13:31:55.2	2.070	QSO	20051108
11	S4 0602+67	06:07:52.7	+67:20:55.4	1.970	QSO	20071230
12	NCC 2273	06:50:08.7	+60:50:44.5	0.006151	Sy2	20061119
13	S5 0716+71	07:21:53.4	+71:20:36.4	0.300	BL Lac	20071230
14	PKS 0735+178=OI 158	07:38:07.4	+17:42:19.0	0.424	BL Lac	20051108
15	PKS 0736+017	07:39:18.0	+01:37:04.6	0.191	QSO	20070122
16	IES 0737+74.6	07:44:05.1	+74:33:59	0.315	BL Lac	20061122
17	IES 0806+524	08:09:49.2	+52:18:58.2	0.1371	BL Lac	20070928
18	PKS 0820+22=4C 22.21	08:23:24.8	+22:23:03.3	2.21102	BL Lac	20080112
19	OJ 248	08:30:50.1	+24:10:59.8	0.94198	QSO	20070122
20	S5 0836+71=4C 71.07	08:41:24.4	+70:53:42.2	2.172	QSO	20060223
21	OJ 287	08:54:48.9	+20:06:30.6	0.306	BL Lac	20051108, 20071230
22	NGC 2770+SN 2008D	09:09:33.6	+33:07:24.3	0.006494	galaxy	20080112, 20080113
23	3C 216	09:09:33.5	+42:53:46.6	0.67041	Sy2	20080101
24	NGC 7790	23:58:24	+61:12.5		Op.cluster	20061230

8"-15". В качестве кандидатов в звезды сравнения в поле каждого исследуемого AGN выбирались 6-12 звезд, среди которых были звезды несколько более яркие и более слабые, чем исследуемый объект. Далее дифференциальная фотометрия всех кандидатов в звезды сравнения проводилась относительно звезды, принятой в качестве основной для данной галактики. Калибровка основной звезды была сделана по отношению к звездам в окрестностях тех AGN, которые наблюдались в ту же ночь, что и исследуемый объект, но где звезды были калиброваны ранее, а данные о калибровке были опубликованы, в том числе и нами. Список этих работ (возможно, не совсем полный) приводится в ссылках [1-24]. Однако для многих объектов, которые наблюдались на ЗТШ (см. табл.2), *BVRi* величины звезд в окрестностях AGN не были известны, что и побудило нас провести эту работу. Если в ту ночь, когда на ЗТШ наблюдался интересующий нас объект, в поле которого не было звезд с известными *BVRi* величинами, и если в эту ночь не было наблюдений других AGN, по которым можно было бы калибровать исследуемое звездное поле, то в этом случае мы проводили дополнительные наблюдения таких объектов на 70-см телескопе КРАО в 2012г., на что понадобилось несколько месяцев. Мы использовали хорошие в фотометрическом отношении ночи, когда среднеквадратичные отклонения звездного потока во время нескольких (от 4-х до 6-ти) наблюдений в течение ночи составляли 2-4%. Затем вычисляли средневзвешенную величину по всем калибровкам и ошибку среднего. Атмосферная экстинкция измерялась в каждую из выбранных ночей по звездам с известными звездными величинами в тех полях, которые служили вторичными стандартами.

В отличие от подобных работ, опубликованных нами ранее ([1-4,27]), где использовались долговременные наблюдения каждого объекта, в данном случае, поскольку каждый объект наблюдался небольшой интервал времени, не было возможности выявлять переменные звезды среди выбранных кандидатов в стандарты.

3. Результаты. В этой статье в табл.3 представлены результаты фотометрии звезд в окрестностях только 18-ти из 46-ти AGN, наблюдения которых проводились в 2005-2008гг. на ЗТШ. В последовательных столбцах табл.3 приводятся: название объекта и нумерация звезд в поле, координаты 2000г., взятые из интерактивной программы ALADIN, *BVRc/c* величины звезд с их ошибками, а в ссылках указано, по наблюдениям на каком телескопе была сделана калибровка. Звездочкой в колонке 1 отмечены звезды, принятые как основные. Остальные объекты будут рассмотрены в следующей части работы. Далее даются краткие комментарии по объектам.

1ES 0033+59.5 и 5C 3.178. Эти блазары наблюдались на ЗТШ: 1ES 0033+59.5 в полосах *V*, *R*, а 5C 3.178 - в полосе *R*. По литературным источникам не удалось найти измерений *BVRi* звезд в поле этих блазаров.

Таблица 3

BVRI ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ AGN

Объект	α (2000)	δ (2000)	B	er B	V	er V	R	er R	I	er I	Примечания
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
IES 0033+59.5	00:35:52.7	+59:50:04									
01	00:36:02.1	+59:49:45	17.147	0.020	14.974	0.006	13.602	0.007	12.328	0.011	A3T8
02	00:35:47.4	+59:50:41	18.099	0.019	16.523	0.008	15.523	0.006	14.580	0.009	A3T8
03	00:35:43.2	+59:48:49.8	15.281	0.017	14.437	0.006	13.919	0.006	13.482	0.009	A3T8
04	00:36:06.7	+59:49:03	17.419	0.042	15.826	0.006	14.716	0.008	13.722	0.010	A3T8
05*	00:36:04.6	+59:50:15.7	14.516	0.009	13.261	0.006	12.542	0.006	11.928	0.009	A3T8
06	00:36:05.9	+59:50:36.0	17.698	0.033	16.269	0.006	15.353	0.010	14.452	0.009	A3T8
07	00:36:07.5	+59:47:51.0	17.527	0.018	16.415	0.006	15.695	0.006	14.871	0.009	A3T8
08	00:36:43.4	+59:51:11.4	17.757	0.029	16.556	0.006	15.779	0.015	14.998	0.013	A3T8
09	00:36:40.2	+59:48:22.5	14.478	0.011	13.804	0.008	13.377	0.006	13.009	0.010	A3T8
5C 3.178	00:47:55.9	+39:48:57									
01	00:47:50.9	+39:48:28.2	16.023	0.020	15.159	0.013	14.672	0.009	14.280	0.012	A3T8
02	00:47:50.2	+39:49:16.4	15.238	0.005	14.730	0.002	14.358	0.008	14.019	0.004	A3T8
03	00:47:48.1	+39:49:04.9	15.894	0.007	15.214	0.008	14.785	0.005	14.451	0.003	A3T8
04	00:47:44.3	+39:49:37.3	15.478	0.009	14.925	0.003	14.551	0.001	14.251	0.007	A3T8
05	00:47:41.5	+39:49:54.8	16.847	0.004	15.877	0.010	15.267	0.018	14.795	0.008	A3T8
06	00:47:41.9	+39:50:16.1	16.819	0.012	16.093	0.006	15.652	0.005	15.280	0.013	A3T8
07*	00:48:00.2	+39:49:38.7	15.358	0.008	14.857	0.008	14.517	0.007	14.233	0.004	A3T8
08	00:47:59.8	+39:48:04.9	15.689	0.004	14.908	0.006	14.425	0.002	14.026	0.005	A3T8
09	00:47:57.6	+39:46:54.9	16.646	0.014	16.045	0.002	15.643	0.007	15.299	0.017	A3T8
10	00:47:53.2	+39:47:16.1	15.854	0.007	15.099	0.004	14.641	0.014	14.259	0.005	A3T8
11	00:47:50.5	+39:48:04.9	16.808	0.003	16.303	0.019	15.947	0.019	15.621	0.029	A3T8
NGC 1167	03:01:42.5	+35:12:20									
01	03:01:36.8	+35:11:26.5	16.432	0.017	15.766	0.011	15.360	0.006	14.946	0.008	ЭТШ
02	03:01:34.3	+35:11:46.6	16.606	0.019	15.633	0.010	15.044	0.005	14.520	0.006	ЭТШ
03	03:01:33.4	+35:11:21.7	16.056	0.012	15.325	0.008	14.891	0.004	14.452	0.005	ЭТШ
04*	03:01:30.6	+35:11:05.5	15.036	0.005	13.907	0.003	13.276	0.002	12.664	0.003	ЭТШ
05	03:01:37.5	+35:09:10.2	15.209	0.008	14.544	0.005	14.125	0.003	13.671	0.004	ЭТШ
06*	03:01:45.8	+35:10:40.0	13.793	0.001	13.266	0.001	12.928	0.001	12.565	0.002	ЭТШ
07	03:01:42.4	+35:10:42.2	17.326	0.035	16.619	0.025	16.184	0.012	12.648	0.341	ЭТШ
08	03:01:37.0	+35:10:51.2	17.389	0.036	16.550	0.023	16.073	0.011	15.611	0.013	ЭТШ
09	03:01:23.9	+35:15:19.9	15.183	0.008	14.411	0.006	13.955	0.004	13.510	0.005	ЭТШ
10	03:01:25.6	+35:15:40.5	13.044	0.007	11.532	0.005	10.680	0.004	9.870	0.005	ЭТШ
4C 47.08	03:03:35.2	+47:16:16									
01*	03:03:34.3	+47:16:24.5	15.370	0.014	14.737	0.008	14.361	0.005	14.000	0.006	ЭТШ
02	03:03:33.3	+47:17:19.3	15.786	0.019	14.958	0.011	14.476	0.007	14.019	0.008	ЭТШ
03	03:03:39.2	+47:17:42.0	14.281	0.017	13.551	0.010	13.128	0.007	12.730	0.008	ЭТШ
04	03:03:46.6	+47:16:17.1	16.139	0.022	15.283	0.012	14.789	0.008	14.307	0.009	ЭТШ
05	03:03:45.4	+47:15:32.3	16.462	0.025	15.282	0.012	14.628	0.008	13.978	0.009	ЭТШ
06	03:03:40.0	+47:15:03.3	16.003	0.021	15.228	0.012	14.780	0.008	14.345	0.009	ЭТШ
07	03:03:41.9	+47:16:10.1	18.609	0.134	17.703	0.056	17.154	0.026	16.544	0.027	ЭТШ
08	03:03:31.2	+47:15:48.5	17.845	0.068	16.978	0.030	16.463	0.015	15.990	0.017	ЭТШ
09	03:03:23.3	+47:16:58.4	14.028	0.017	12.926	0.010	12.267	0.008	11.727	0.009	ЭТШ
10	03:03:30.2	+47:18:25.2	15.586	0.019	15.000	0.012	14.676	0.008	14.341	0.009	ЭТШ
11	03:03:30.2	+47:18:24.2	17.649	0.056	16.420	0.021	15.691	0.010	15.053	0.011	ЭТШ
12	03:03:26.2	+47:15:26.4	14.840	0.017	13.597	0.010	12.926	0.008	12.303	0.009	ЭТШ
13	03:03:23.7	+47:18:36.1	14.759	0.018	13.950	0.011	13.484	0.009	13.034	0.009	ЭТШ
СТА 26	03:39:30	-01:46:35									
A*	03:39:36.2	-01:45:16.4	15.43	0.04	14.48	0.05	13.96	0.04	13.45	0.04	[9]
B	03:39:27.9	-01:43:04.3	14.47	0.03	12.92	0.02	12.59	0.03	12.24	0.03	[9]
C	03:39:14.6	-01:46:18.7	15.11	0.02	14.28	0.02	13.84	0.06	13.43	0.01	[9]
01	03:39:31.1	-01:46:51.1	--	--	18.808	0.062	18.253	0.045	17.777	0.045	ЭТШ
02	03:39:38.2	-01:44:36.1	--	--	17.349	0.016	16.828	0.012	16.317	0.012	ЭТШ
03	03:39:17.1	-01:44:18.8	--	--	16.974	0.015	16.461	0.012	15.947	0.012	ЭТШ
04	03:39:20.7	-01:45:10.2	--	--	18.642	0.052	18.212	0.042	17.692	0.041	ЭТШ
05	03:39:20.7	-01:46:26.8	--	--	18.115	0.034	17.647	0.026	17.125	0.025	ЭТШ
06	03:39:18.1	-01:47:33.4	--	--	15.799	0.010	15.278	0.010	14.775	0.010	ЭТШ
07	03:39:33.1	-01:47:24.4	--	--	19.367	0.101	18.779	0.072	18.301	0.071	ЭТШ
08	03:39:31.8	-01:44:44.1	--	--	18.459	0.040	17.957	0.030	17.473	0.030	ЭТШ

Таблица 3 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
IES 0414+00.9	04:16:52.4	+01:05:24									
C1*	04:16:55.7	+01:04:18.3	14.591	0.010	13.898	0.020	13.493	0.027	13.125	0.008	ЗТШ+АЗТ8
C2	04:16:53.2	+01:04:06.3	16.266	0.017	15.222	0.018	14.616	0.010	14.095	0.013	ЗТШ+АЗТ8
01	04:16:58.6	+01:04:40.3	17.844	0.021	16.784	0.035	16.189	0.015	15.675	0.028	ЗТШ+АЗТ8
02	04:17:02.2	+01:03:03.3	16.036	0.006	15.279	0.004	14.832	0.013	14.460	0.016	ЗТШ+АЗТ8
03	04:16:40.8	+01:01:30.6	16.395	0.025	15.442	0.005	14.953	0.005	14.518	0.010	ЗТШ+АЗТ8
04	04:16:48.2	+01:08:20.7	13.931	0.012	13.262	0.009	12.883	0.005	12.537	0.013	ЗТШ+АЗТ8
05	04:16:55.8	+01:08:32.4	15.705	0.008	15.094	0.004	14.726	0.004	14.384	0.008	ЗТШ+АЗТ8
06	04:16:47.3	+01:08:01.6	17.463	0.058	16.726	0.048	16.312	0.013	15.918	0.016	ЗТШ+АЗТ8
07	04:16:57.1	+01:08:09.1	18.338	0.090	16.925	0.018	16.022	0.014	15.278	0.008	ЗТШ+АЗТ8
08	04:16:39.3	+01:06:11.0	17.495	0.030	16.699	0.032	16.227	0.012	15.782	0.014	ЗТШ+АЗТ8
09	04:16:57.4	+01:05:49.0	18.112	0.032	17.329	0.057	16.755	0.039	16.168	0.041	ЗТШ+АЗТ8
S5 0454-84	05:08:42.4	+84:32:04									
01	05:08:33.7	+84:32:09.3	18.406	0.338	18.034	0.296	17.488	0.156	17.309	0.233	АЗТ8
02	05:08:48.3	+84:31:18.4	17.525	0.102	17.062	0.082	16.484	0.044	16.066	0.049	АЗТ8
03	05:09:25.9	+84:30:54.5	16.531	0.040	15.773	0.025	15.195	0.014	14.827	0.016	АЗТ8
04	05:09:32.4	+84:31:40.0	18.276	0.254	17.834	0.157	17.639	0.126	17.242	0.112	АЗТ8
05	05:09:30.2	+84:32:12.4	15.697	0.023	15.102	0.017	14.650	0.017	14.385	0.013	АЗТ8
06	05:09:12.1	+84:33:08.5	17.199	0.073	16.625	0.052	16.061	0.030	15.819	0.038	АЗТ8
07	05:09:21.5	+84:33:16.2	17.805	0.126	16.692	0.054	15.987	0.025	15.503	0.027	АЗТ8
08	05:08:44.0	+84:33:18.6	16.919	0.056	16.061	0.031	15.542	0.018	15.118	0.020	АЗТ8
09	05:08:10.7	+84:33:18.6	17.740	0.119	16.800	0.060	16.225	0.032	15.787	0.035	АЗТ8
10	05:07:42.2	+84:32:13.9	17.526	0.100	16.290	0.038	15.348	0.015	14.704	0.014	АЗТ8
11*	05:08:01.5	+84:30:53.7	15.246	0.016	14.660	0.006	14.211	0.009	13.928	0.005	АЗТ8
12	05:07:40.4	+84:29:55.8	15.748	0.024	15.129	0.017	14.687	0.011	14.414	0.013	АЗТ8
S3	05:08:28.3	+84:31:45.3	19.013	0.545	17.916	0.177	16.831	0.053	16.117	0.049	АЗТ8
S4 0602-67	06:07:52.6	+67:20:55									
01	06:07:54.4	+67:20:54.6	17.304	0.032	16.475	0.015	15.934	0.009	15.518	0.011	АЗТ8
02	06:07:44.7	+67:20:59.9	18.143	0.059	16.978	0.023	16.166	0.010	15.541	0.011	АЗТ8
03	06:07:58.6	+67:21:13.7	19.079	0.155	18.237	0.066	17.058	0.017	15.843	0.014	АЗТ8
04*	06:08:04.4	+67:21:26.4	16.914	0.007	16.029	0.003	15.549	0.004	15.104	0.002	АЗТ8
05	06:07:38.6	+67:21:31.7	17.679	0.043	16.898	0.022	16.453	0.014	15.996	0.016	АЗТ8
06	06:07:54.3	+67:20:13.2	17.887	0.048	16.660	0.017	15.875	0.009	15.260	0.009	АЗТ8
07*	06:08:07.6	+67:22:20.1	16.166	0.010	15.114	0.003	14.506	0.005	13.987	0.002	АЗТ8
08	06:08:00.5	+67:22:50.1	17.973	0.054	16.563	0.016	15.721	0.086	14.878	0.007	АЗТ8
NCC 2273	06:50:08.6	+60:50:44									
01	06:49:58.0	+60:51:33.8	17.154	0.145	16.496	0.112	16.143	0.169	15.787	0.193	ЗТШ
02	06:49:52.1	+60:52:24.2	16.476	0.084	15.775	0.064	15.424	0.096	15.054	0.110	ЗТШ
03	06:49:38.2	+60:53:02.7	13.890	0.042	13.172	0.035	12.827	0.058	12.467	0.068	ЗТШ
04	06:49:39.9	+60:53:24.5	15.796	0.056	15.007	0.044	14.634	0.068	14.263	0.076	ЗТШ
05*	06:49:59.1	+60:53:59.5	15.729	0.017	15.105	0.034	14.799	0.014	14.452	0.012	ЗТШ
06	06:50:23.9	+60:51:14.4	16.621	0.091	15.920	0.069	15.551	0.103	15.203	0.119	ЗТШ
07	06:49:39.8	+60:50:24.8	13.508	0.039	12.828	0.032	12.479	0.051	12.114	0.058	ЗТШ
08	06:50:26.2	+60:46:37.7	12.264	0.041	11.690	0.034	11.418	0.049	11.093	0.056	ЗТШ
09	06:50:33.5	+60:47:21.5	15.811	0.055	15.239	0.046	14.944	0.069	14.596	0.080	ЗТШ
10	06:50:46.6	+60:49:51.2	16.898	0.116	16.092	0.082	15.690	0.118	15.264	0.129	ЗТШ
11	06:49:44.4	+60:50:34.6	16.151	0.066	15.133	0.044	14.646	0.063	14.124	0.068	ЗТШ
12	06:49:42.4	+60:46:42.7	15.682	0.057	14.897	0.044	14.499	0.065	14.078	0.072	ЗТШ
PKS 0735+178	07:38:07.4	+17:42:19									
C*	07:38:02.4	+17:41:23.8	15.469	0.014	14.432	0.015	13.820	0.013	13.263	0.007	ЗТШ
D	07:38:08.3	+17:45:00.4	16.595	0.052	15.839	0.025	15.469	0.015	15.051	0.018	ЗТШ
01	07:38:11.4	+17:40:05.6	14.810	0.020	14.160	0.010	13.814	0.007	13.432	0.007	ЗТШ
02	07:38:21.6	+17:40:10.2	13.734	0.019	13.322	0.011	13.107	0.010	12.815	0.010	ЗТШ
03	07:38:08.5	+17:40:30.3	14.292	0.018	13.291	0.008	12.784	0.005	12.267	0.005	ЗТШ
04	07:38:08.1	+17:42:19.1	17.423	0.094	16.704	0.045	16.328	0.025	15.896	0.030	ЗТШ
05	07:37:59.6	+17:42:32.9	16.970	0.072	16.348	0.037	16.019	0.020	15.640	0.027	ЗТШ
06	07:38:03.4	+17:42:56.7	16.959	0.069	16.387	0.037	16.095	0.021	15.764	0.030	ЗТШ
07	07:38:00.7	+17:42:23.0	17.017	0.075	16.458	0.041	16.176	0.024	15.822	0.033	ЗТШ
08	07:38:10.1	+17:43:44.1	17.191	0.087	16.500	0.043	16.180	0.024	15.765	0.031	ЗТШ
09	07:37:58.0	+17:41:31.2	16.963	0.063	16.130	0.028	15.717	0.014	15.230	0.017	ЗТШ
10	07:37:59.4	+17:43:22.2	17.341	0.098	16.846	0.056	16.581	0.033	16.219	0.045	ЗТШ

Таблица 3 (Продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
PKS 0736+017	07:39:18.0	+01:37:05									
01	07:39:28.2	+01:39:24.6	13.552	0.012	12.443	0.009	11.645	0.016	11.071	0.063	ЗТШ
02*	07:39:16.1	+01:37:35.4	15.85	0.09	15.37	0.07	14.97	0.08	14.62	0.11	[13]
03	07:39:12.0	+01:37:11.4	15.451	0.013	14.919	0.007	14.487	0.005	14.107	0.007	ЗТШ
04	07:39:10.6	+01:36:44.3	16.286	0.018	15.783	0.010	15.368	0.007	15.009	0.010	ЗТШ
05	07:39:11.6	+01:34:50.3	14.425	0.012	13.920	0.008	13.496	0.007	13.119	0.008	ЗТШ
06	07:39:03.4	+01:37:31.0	14.835	0.012	14.371	0.009	13.980	0.007	13.629	0.009	ЗТШ
07	07:39:06.2	+01:38:21.3	15.615	0.014	14.946	0.008	14.460	0.007	14.072	0.008	ЗТШ
08	07:39:03.9	+01:39:51.2	14.450	0.013	14.001	0.009	13.641	0.008	13.291	0.009	ЗТШ
09	07:39:01.7	+01:34:32.7	14.004	0.014	12.996	0.011	12.323	0.012	11.707	0.016	ЗТШ
10	07:39:00.1	+01:36:34.8	14.452	0.013	13.822	0.010	13.333	0.009	12.894	0.010	ЗТШ
11	07:39:13.3	+01:35:45.6	16.844	0.025	15.581	0.010	14.634	0.006	13.826	0.008	ЗТШ
IES 0737+74.6	07:44:05.1	+74:33:58									
01	07:44:10.7	+74:34:12.5	12.58	0.02	11.70	0.02	11.24	0.02	10.82	0.03	[11]
02	07:43:43.0	+74:31:58.6	13.957	0.008	--	--	--	--	--	--	ЗТШ
03	07:44:18.2	+74:29:54.8	14.212	0.012	--	--	--	--	--	--	ЗТШ
04*	07:43:55.3	+74:35:21.1	14.78	0.02	14.23	0.02	13.91	0.02	13.63	0.03	[11]
05	07:44:59.5	+74:31:28.8	16.274	0.018	15.713	0.013	15.366	0.011	15.009	0.013	ЗТШ
06	07:43:26.2	+74:32:37.7	17.221	0.031	16.480	0.015	16.060	0.008	15.692	0.013	ЗТШ
07	07:44:52.2	+74:35:34.4	18.487	0.092	17.203	0.028	16.455	0.010	15.810	0.014	ЗТШ
08	07:44:27.7	+74:30:15.6	16.156	0.016	15.631	0.012	15.311	0.011	15.010	0.012	ЗТШ
09	07:44:54.8	+74:34:38.1	17.208	0.030	16.285	0.014	15.736	0.008	15.247	0.011	ЗТШ
IES 0806+524	08:09:49.2	+52:18:58									
C1*	08:09:40.7	+52:19:18.7	13.810	0.004	12.964	0.002	12.466	0.004	12.054	0.004	ЗТШ
01	08:09:41.8	+52:20:30.1	16.420	0.049	15.524	0.020	15.003	0.010	14.555	0.010	ЗТШ
02	08:09:24.9	+52:19:30.5	14.794	0.013	14.086	0.008	13.689	0.006	13.309	0.006	ЗТШ
03	08:09:24.0	+52:18:57.4	17.095	0.093	16.277	0.040	15.836	0.021	15.432	0.022	ЗТШ
04	08:09:43.0	+52:21:29.3	17.935	0.201	17.378	0.108	17.064	0.061	16.684	0.066	ЗТШ
05	08:09:42.2	+52:21:55.7	17.695	0.163	17.134	0.086	16.787	0.048	16.405	0.051	ЗТШ
06	08:09:39.9	+52:16:27.5	14.099	0.009	13.101	0.006	12.521	0.006	11.978	0.006	ЗТШ
07	08:09:52.6	+52:16:15.1	15.089	0.017	14.596	0.011	14.302	0.008	13.994	0.009	ЗТШ
08	08:10:02.3	+52:16:58.6	13.969	0.011	13.449	0.009	14.394	0.009	12.816	0.008	ЗТШ
C2	08:10:03.2	+52:18:58.4	14.461	0.008	14.625	0.011	14.185	0.008	13.808	0.008	ЗТШ
C4	08:09:43.9	+52:18:09.4	16.385	0.051	15.622	0.023	15.212	0.012	14.842	0.013	ЗТШ
C5	08:10:10.9	+52:21:09.0	16.130	0.044	15.591	0.025	15.272	0.016	14.974	0.018	ЗТШ
PKS 0820+22	08:23:24.8	+22:23:03									
01	08:23:23.0	+22:22:44.8	19.957	0.655	19.080	0.512	18.778	0.266	17.851	0.294	АЗТ8
02	08:23:21.8	+22:22:23.4	19.884	0.567	20.272	0.377	19.556	0.121	18.472	0.089	ЗТШ
03	08:23:21.3	+22:21:51.1	19.427	0.554	19.207	0.403	18.870	0.254	17.358	0.164	АЗТ8
04	08:23:24.8	+22:21:58.8	18.477	0.110	17.799	0.093	17.657	0.098	16.905	0.115	АЗТ8
05	08:23:20.0	+22:23:52.8	16.889	0.028	16.139	0.023	15.791	0.021	15.341	0.032	АЗТ8
06*	08:23:17.8	+22:23:43.3	15.246	0.014	14.877	0.006	14.698	0.021	14.424	0.016	АЗТ8
07	08:23:16.8	+22:23:54.2	18.476	0.132	17.307	0.069	17.355	0.080	16.053	0.063	АЗТ8
08	08:23:14.7	+22:20:36.3	16.938	0.029	16.275	0.025	15.877	0.022	15.455	0.035	АЗТ8
09	08:23:12.4	+22:20:30.8	17.113	0.034	15.982	0.021	15.313	0.015	14.608	0.021	АЗТ8
10	08:23:31.6	+22:21:02.6	18.695	0.134	18.027	0.115	17.344	0.072	16.729	0.099	АЗТ8
11	08:23:37.2	+22:23:01.5	17.579	0.051	17.200	0.058	16.828	0.054	16.737	0.109	АЗТ8
12	08:23:37.9	+22:23:54.1	18.555	0.122	17.462	0.070	16.817	0.046	16.271	0.066	АЗТ8
OJ 248	08:30:50.1	+24:10:59									
01*	08:30:57.8	+24:19:07.8	14.749	0.006	14.133	0.004	13.771	0.012	13.401	0.005	АЗТ8
02	08:30:50.1	+24:10:25.6	14.997	0.004	14.671	0.007	14.481	0.005	14.275	0.006	АЗТ8+ЗТШ
03	08:30:57.1	+24:18:47.7	15.457	0.004	14.734	0.004	14.329	0.004	13.969	0.006	АЗТ8+ЗТШ
04	08:30:46.5	+24:12:47.7	16.060	0.007	15.504	0.008	15.200	0.007	14.875	0.009	АЗТ8+ЗТШ
05	08:30:53.5	+24:10:40.6	16.313	0.006	15.721	0.006	15.395	0.006	15.055	0.008	АЗТ8+ЗТШ
06	08:30:49.5	+24:13:36.1	13.411	0.007	12.391	0.010	11.863	0.005	11.370	0.007	АЗТ8+ЗТШ
07	08:30:50.6	+24:13:16.9	10.887	0.034	10.534	0.042	10.305	0.075	10.165	0.042	ЗТШ
08	08:30:54.4	+24:14:17.3	15.858	0.004	14.856	0.005	14.306	0.004	13.816	0.007	АЗТ8+ЗТШ
09	08:30:56.9	+24:18:11.4	16.707	0.009	15.935	0.007	15.510	0.008	15.106	0.016	АЗТ8+ЗТШ
10	08:30:35.8	+24:19:22.2	17.371	0.017	16.074	0.011	15.311	0.009	14.651	0.005	АЗТ8+ЗТШ
S5 0836+71	08:41:24.4	+70:53:42									
01	08:41:31.3	+70:53:22.3	17.224	0.082	16.579	0.028	16.150	0.011	--	--	ЗТШ
02	08:41:27.9	+70:53:09.0	17.911	0.241	--	--	17.533	0.030	--	--	ЗТШ
03	08:41:19.8	+70:54:46.2	18.36	0.10	17.60	0.10	16.59	0.010	--	--	[17]. А

Таблица 3 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
04	08:41:13.5	+70:55:34.2	18.274	0.190	17.067	0.041	16.247	0.010	--	--	ЗТШ
05	08:41:55.1	+70:53:26.7	16.869	0.056	15.864	0.017	15.142	0.010	--	--	ЗТШ
06	08:42:00.3	+70:53:10.8	14.700	0.027	14.053	0.013	13.630	0.010	--	--	ЗТШ
07	08:42:14.1	+70:54:01.9	18.012	0.158	17.279	0.051	16.848	0.019	--	--	ЗТШ
08	08:42:15.5	+70:53:12.6	17.257	0.084	16.677	0.031	16.286	0.015	--	--	ЗТШ
09	08:42:17.2	+70:52:33.3	18.794	0.300	17.555	0.065	16.769	0.020	--	--	ЗТШ
10	08:41:00.7	+70:55:01.0	15.940	0.05	15.300	0.05	14.850	0.05	--	--	[17]. В
С	08:41:42.5	+70:51:08.9	14.44	0.05	13.91	0.05	13.53	0.05	--	--	[17]. С
NGC 2770	09:09:30.6	+33:08:20									
01	09:09:35.5	-33:16:56.5	16.115	0.007	15.184	0.010	14.913	0.013	14.551	0.014	ЗТШ
02*	09:09:25.7	-33:19:56.2	14.996	0.047	14.325	0.038	14.055	0.046	13.706	0.043	ЗТШ
03	09:09:19.0	-33:18:29.3	17.610	0.005	17.104	0.010	16.895	0.002	16.556	0.002	ЗТШ
04	09:09:40.7	-33:18:19.0	13.646	0.003	13.088	0.001	12.867	0.008	12.530	0.008	ЗТШ
05	09:09:37.3	-33:19:35.0	17.923	0.026	17.324	0.001	17.060	0.005	16.680	0.009	ЗТШ
06	09:09:44.2	-33:15:12.2	17.667	0.007	16.903	0.001	16.595	0.003	16.190	0.002	ЗТШ
07	09:09:47.5	-33:15:04.7	16.347	0.003	15.445	0.001	15.054	0.002	14.574	0.001	ЗТШ
08	09:09:45.5	-33:17:31.5	19.810	0.005	18.145	0.017	17.219	0.001	15.966	0.002	ЗТШ
09	09:09:26.4	-33:10:28.6	17.987	0.002	17.144	0.002	16.803	0.001	16.370	0.002	ЗТШ
10	09:09:36.1	-33:15:39.0	18.173	0.005	17.442	0.006	17.136	0.001	16.755	0.000	ЗТШ
11	09:09:36.9	-33:15:43.2	18.082	0.003	17.230	0.003	16.857	0.002	16.388	0.001	ЗТШ
3C 216	09:09:33.5	+42:53:46.6									
A	09:09:46.9	+42:55:53.1	12.02	0.03	11.57	0.03	11.29	0.03	11.29	0.03	[9]
B	09:09:46.7	+42:54:22.4	14.99	0.01	14.06	0.02	13.53	0.04	13.07	0.03	[9]
E*	09:09:25.0	+42:52:56.5	16.43	0.09	15.20	0.04	14.53	0.03	13.93	0.03	[9]
01	09:09:35.3	+42:53:08.9	--	--	--	--	--	--	15.815	0.009	ЗТШ
02	09:09:36.4	+42:52:26.1	--	--	--	--	--	--	15.046	0.006	ЗТШ
03	09:09:39.9	+42:51:36.2	--	--	--	--	--	--	15.655	0.009	ЗТШ
04	09:09:49.1	+42:52:36.4	--	--	--	--	--	--	15.379	0.010	ЗТШ
05	09:09:34.5	+42:55:01.0	--	--	--	--	--	--	15.768	0.009	ЗТШ
06	09:09:27.1	+42:52:04.6	--	--	--	--	--	--	15.401	0.006	ЗТШ
07	09:09:21.9	+42:51:50.2	--	--	--	--	--	--	15.524	0.007	ЗТШ
08	09:09:31.0	+42:50:17.6	--	--	--	--	--	--	15.229	0.007	ЗТШ
09	09:09:25.6	+42:56:04.1	--	--	--	--	--	--	15.165	0.008	ЗТШ
10	09:09:25.0	+42:56:35.7	--	--	--	--	--	--	15.206	0.008	ЗТШ
11	09:09:43.1	+42:57:06.5	--	--	--	--	--	--	14.012	0.010	ЗТШ

Карта с указанием выбранных нами звезд дана на рис.1. По наблюдениям на ЗТШ нельзя было сделать калибровку звезд в поле. Поэтому для целей калибровки были проведены наблюдения на АЗТ8: 29/30.08.2012 и 30/31.08.2012 для объекта IES 0033+59.5, а также 26/25.08.2005, 16/17.08.2012 и 29/30.08.2012 - для 5C 3.178. В табл.2 приводятся средние значения звездных величин за указанные ночи.

NGC 1167 и 4C 47.08=OE 400. Не удалось найти в литературе данных о калибровке звезд в поле LINER'a NGC 1167. Карта с указанием звезд для калибровки дана на рис.1. Фотометрия звезд №4 и №6 сделана относительно звезды C1 в поле блазара IES 2344+51.4, который наблюдался на ЗТШ в ту же ночь, что и галактика NGC 1167. Дифференциальные измерения остальных звезд сделаны относительно звезд №4 и №6, а затем взяты средние значения.

Карта окрестности с номерами звезд - на рис.1. Основная звезда №1 калибрована по звезде №6 в поле блазара АО 0235+16 из наблюдений 23 октября 2006г. на ЗТШ. VRI величины некоторых из отмеченных нами

звезд можно найти в работе [8], в которой, однако не приводится карта, а даны только координаты звезд. Попытка идентификации звезд из работы [8] с нашими обозначениями показала, что в [8] неверно указаны координаты по прямому восхождению, потому что если устанавливать координаты звезд по работе [8], то мы попадаем на пустые места на карте из ALADIN'a. Принятые идентификации звезд, где первое число есть номер по нашей работе, а затем - название по работе [8], таковы: $1 = C5$, $2 = C7$, $3 = C2$, $6 = C9$, $9 = C1$, $10 = C8$, $12 = C3$ и $13 = C4$. Сравнение

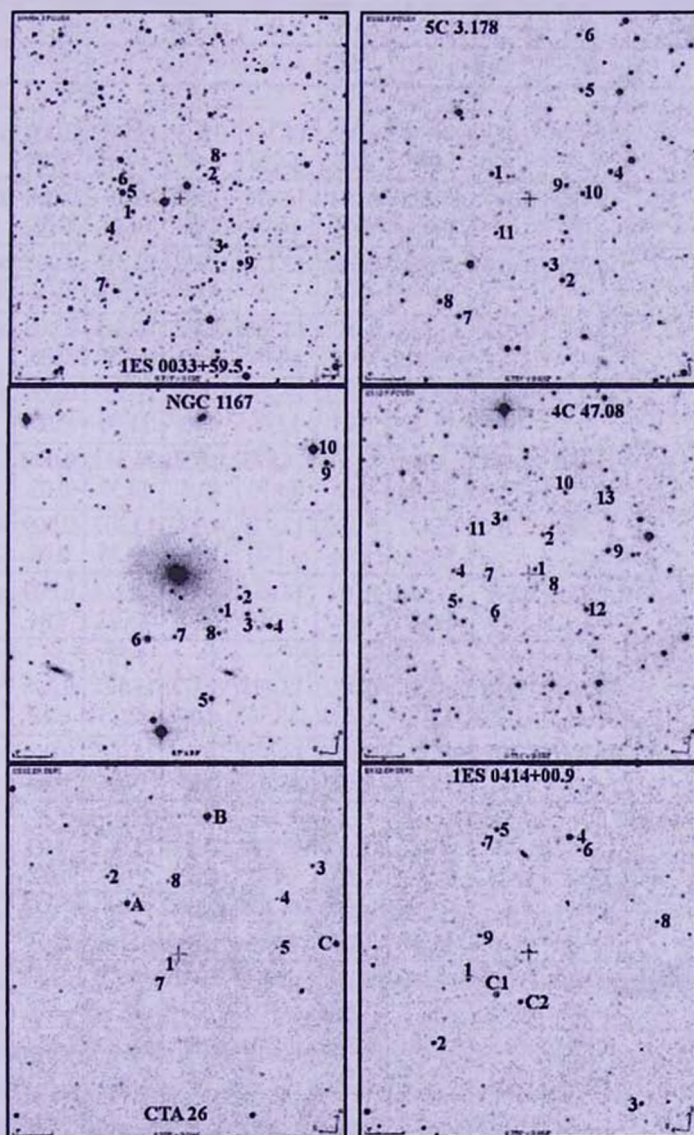


Рис.1. Карты окрестностей 1ES 0033+59.5; 5C 3.178; NGC 1167; 4C 47.08=OE 400; CTA 26 и 1ES 0414+00.9.

вычисленных нами величин звезд с данными из работы [8] приводится в табл.4 и можно отметить хорошее (в пределах ошибок) согласие этих данных. Следует отметить, что в табл.4 всюду в первой колонке дана идентификация звезды, согласно ссылке, указанной в последней колонке.

Таблица 4

СРАВНЕНИЕ BVRI ВЕЛИЧИН ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННЫХ НАМИ, С ОПУБЛИКОВАННЫМИ В ЛИТЕРАТУРЕ

Объект	<i>B</i>	ег <i>B</i>	<i>V</i>	ег <i>V</i>	<i>Rc</i>	ег <i>Rc</i>	<i>Ic</i>	ег <i>Ic</i>	Ссылка
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4C 47.08									
01	15.370	0.014	14.737	0.008	14.361	0.005	14.000	0.006	эта работа
C5	-	-	14.75	0.05	14.36	0.04	14.01	0.04	[8]
02	15.786	0.019	14.958	0.011	14.476	0.007	14.019	0.008	эта работа
C7	-	-	15.01	0.05	14.49	0.05	14.01	0.05	[8]
03	14.281	0.017	13.551	0.010	13.128	0.007	12.730	0.008	эта работа
C2			13.55	0.04	13.13	0.04	12.73	0.04	[8]
06	16.003	0.021	15.228	0.012	14.780	0.008	14.345	0.009	эта работа
C9	-	-	15.24	0.06	14.74	0.05	14.34	0.05	[8]
09	14.028	0.017	12.926	0.010	12.267	0.008	11.727	0.009	эта работа
C1	-	-	12.95	0.03	12.30	0.03	11.76	0.03	[8]
10	15.586	0.019	15.000	0.012	14.676	0.008	14.341	0.009	эта работа
C8	-	-	15.03	0.05	14.70	0.05	14.35	0.05	[8]
12	14.840	0.017	13.597	0.010	12.926	0.008	12.303	0.009	эта работа
C3			13.58	0.04	12.90	0.04	12.28	0.04	[8]
13	14.759	0.018	13.950	0.011	13.484	0.009	13.034	0.009	эта работа
C4	-	-	14.00	0.04	13.51	0.04	13.03	0.04	[8]
1ES 0414+00.9									
C1	14.591	0.010	13.898	0.020	13.493	0.027	13.125	0.008	эта работа
C1	-	-	13.95	0.05	13.56	0.05	13.15	0.05	[8]
C2	16.266	0.017	15.222	0.018	14.616	0.010	14.095	0.013	эта работа
C2	-	-	15.17	0.07	14.63	0.07	14.06	0.07	[8]
PKS 0735+178									
C	15.469	0.014	14.432	0.015	13.820	0.013	13.263	0.07	эта работа
C	15.48	0.05	14.40	0.05	13.87	0.06	13.33	0.007	[13]
D	16.595	0.052	15.839	0.025	15.469	0.015	15.051	0.018	эта работа
D	16.48	0.10	15.80	0.07	15.45	0.06	15.16	0.08	[13]
01	14.810	0.020	14.160	0.010	13.814	0.007	13.432	0.007	эта работа
01	14.81	0.03	14.21	0.02	-	-	-	-	[15]
03	14.292	0.018	13.291	0.008	12.784	0.005	12.267	0.005	эта работа
03	14.35	0.03	13.33	0.02	-	-	-	-	[15]
PKS 0735+017									
01	13.552	0.012	12.443	0.009	11.645	0.016	11.071	0.063	эта работа
01	13.63	0.06	12.41	0.04	11.68	0.04	11.07	0.04	[13]

Таблица 4 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
IES 0737+74.6									
01	12.58	0.02	11.70	0.02	11.24	0.02	10.82	0.03	[11], А
01	12.54	0.04	11.66	0.02	11.19	0.03			[6], А
02	13.957	0.008	13.13	0.02	12.66	0.03	-	-	эта работа
02	13.99	0.03	-	-	-	-			[6]
03	14.212	0.012	13.54	0.03	13.17	0.02	-	-	эта работа
03	14.16	0.05	-	-	-	-	-	-	[6]
04	14.780	0.02	14.230	0.02	13.910	0.02	13.630	0.03	[11], В
04	14.75	0.04	14.23	0.03	13.92	0.03	-	-	[6], В
05	16.274	0.018	15.713	0.013	15.366	0.011	15.009	0.013	эта работа
05	16.20	0.05	15.65	0.03	15.36	0.03	-	-	[6]
IE S0806+524									
C1	13.810	0.004	12.964	0.002	12.466	0.004	12.054	0.004	эта работа
C1	-	-	13.04	0.05	12.56	0.05	12.14	0.05	[8]
C2	15.297	0.008	14.587	0.011	14.185	0.008	13.808	0.008	эта работа
C2	-	-	14.61	0.05	14.22	0.04	13.86	0.04	[8]
C4	16.385	0.051	15.622	0.023	15.212	0.012	14.842	0.013	эта работа
C4	-	-	15.49	0.06	15.14	0.06	14.81	0.06	[8]
C5	16.130	0.044	15.591	0.025	15.272	0.016	14.974	0.018	эта работа
C5	-	-	15.62	0.06	15.32	0.05	14.99	0.06	[8]
OJ 248									
01	14.749	0.006	14.133	0.004	13.771	0.012	13.401	0.005	эта работа
01	-	-	14.46	0.04	13.76	0.02	-	-	[7]
02	14.997	0.004	14.671	0.007	14.481	0.005	14.275	0.006	эта работа
02	15.02	-	14.71	-	14.43	-	-	-	[17], А
02	-	-	14.71	0.02	14.46	0.03	-	-	[7]
03	15.457	0.004	14.734	0.004	14.329	0.004	13.969	0.006	эта работа
03	-	-	14.76	0.04	14.32	0.02	-	-	[7]
04	16.060	0.007	15.504	0.008	15.200	0.007	14.875	0.009	эта работа
04	16.08	-	15.57	-	15.12	-	-	-	[17], С
04	-	-	15.59	0.02	15.18	0.03	-	-	[7]
05	16.313	0.006	15.721	0.006	15.395	0.006	15.055	0.008	эта работа
05	16.34	-	15.77	-	15.36	-	-	-	[17], В
05	-	-	15.76	0.03	15.40	0.03	-	-	[7]

СТА 26 и IES 0414+00.9. Карты окрестностей этих блазаров - на рис.1.

Для 3-х звезд из нашего списка (А, В, С) в поле СТА 26 имеются оценки *UBVRI* величин в работе [9]. Звезды №1-8, отмеченные на карте, были калиброваны относительно А с ее величинами, взятыми из работы [9].

Калибровка звезды С1 в поле блазара IES 0414+00.9 сделана по отношению к 4-м разным галактикам по наблюдениям на ЗТШ (12/13.01.2008) и АЗТ8 (10/11.10.2012). Остальные звезды фотометрированы по отношению

к С1. Данные в табл.3 в поле этого объекта представляют средневзвешенные оценки по наблюдениям на ЗТШ и АЗТ8. Для звезд С1 и С2 в поле IES 0414+00.9 есть *VR* оценки в работе [8]. Наши оценки *VR* величин звезд С1 и С2 хорошо согласуются с данными [8].

S5 0454+84, S4 0602+67 и NGC 2273. Карты окрестностей даны на рис.2.

Литературных данных по звездам сравнения в поле блазара S5 0454+84 не найдено. Звезда №11 была калибрована по наблюдениям на АЗТ8 30/31.08.2012 относительно основных звезд в окрестностях трех галактик,

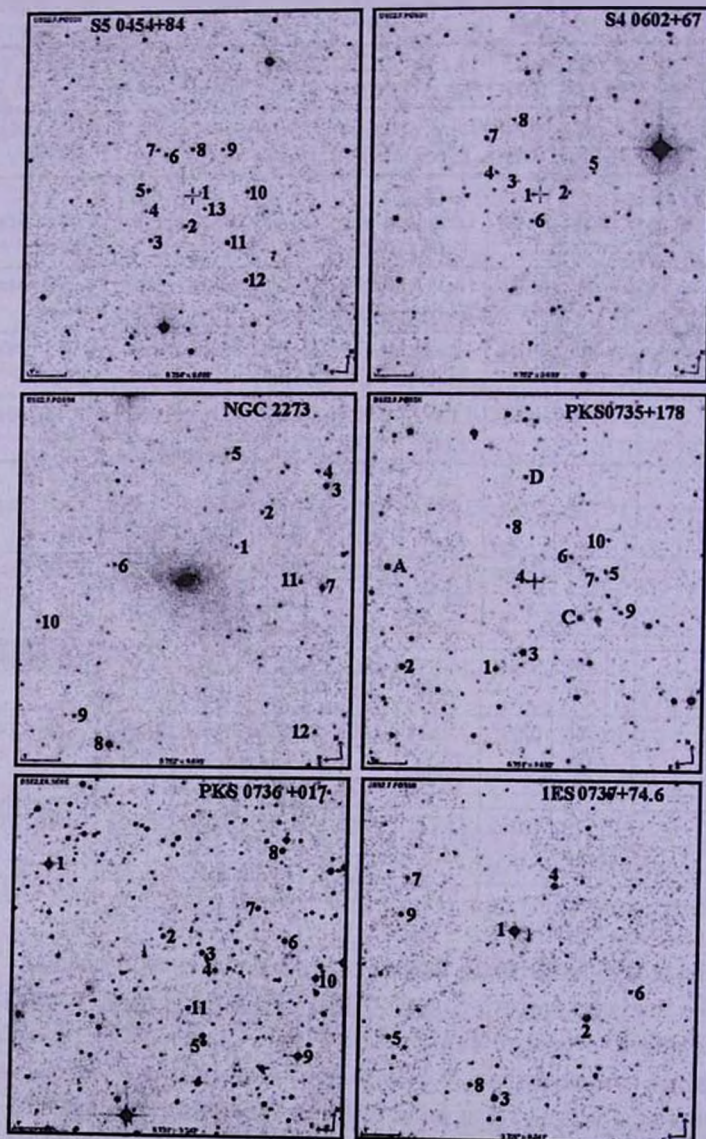


Рис.2. Карты окрестностей S5 0454+84; S4 0602+67; NGC 2273; PKS 0735+178=OI 158; PKS 0736+017 и IES 0737+74.6.

которые наблюдались в ту же ночь на АЗТ8.

Квазар S4 0602+67 во время наблюдений был в слабом блеске. Наблюдения на ЗТШ проводились только в фильтре *V*. Литературных данных по звездам сравнения найти не удалось. Калибровка звезд в поле сделана по *BVRI* наблюдениям на АЗТ8 26/27 сентября 2012. Основными выбраны звезды №4 и №7. Их величины, приведенные в табл.3, получены из относительной фотометрии по звездам в 6-ти AGN с известными величинами, которые наблюдались на АЗТ8 в ту же ночь, что и S4 0602+67.

NGC 2273, классифицированная как LINER, не имеет опубликованных данных по звездам сравнения. Звезда №4, используемая нами в качестве основной, была калибрована относительно нескольких звезд в поле блазара IES 2344+51.4, который наблюдался на ЗТШ в ту же самую ночь, что и NGC 2273 (19/20.11.2006).

PKS 0735+178=01 158, PKS 0736+017 и IES 0737+74.6. Карта окрестности PKS 0735+178=01 158, PKS 0736+017 и IES 0737+74.6 представлены на рис.2.

Основная звезда *C* вблизи PKS 0735+178 была обработана по наблюдениям на ЗТШ относительно звезд в поле PKS 0528+134=OG 147 и OJ 287, звездные величины которых известны из литературы. Кроме того *BVRI* величины звезд *A*, *C* и *D* опубликованы в [13], но звезда *A* в наши кадры не попадала и нами не фотометрировалась. *BV* величины звезд №1 и №3 имеются в работе [15]. Сравнение опубликованных данных с нашими показано в табл.4. Согласие хорошее.

BVRI величины звезды №1 в поле PKS 0736+017 взяты из работы [13]. Фотометрия остальных звезд выполнялась относительно звезды №1.

В поле IES 0737+74.6 *BVRI* величины звезды №4 взяты из работы [11]. Фотометрия остальных звезд выполнялась относительно звезды №4. Кроме того в [11] приводятся *BVRI* данные для звезды №1. Звезды №1-5 исследованы также в работе [6], но только в *BVR* фильтрах. Сравнение с нашими данными можно найти в табл.4. Согласие очень хорошее.

IES 0806+524 и PKS 0820+22=4C 22.21. Карты окрестностей IES 0806+524 и PKS 0820+22=4C 22.21 представлены на рис.3.

Блазар IES~S0806+524 наблюдался на ЗТШ 29/30 сентября 2007г. непрерывно в течение часа, и в ту же самую ночь менее чем за полчаса до этого наблюдался блазар 3C~66A в течение двух с половиной часов. По наблюдениям этих объектов можно было проследить поведение экстинкции в эту ночь, что и позволило откалибровать основную звезду *C1* в поле IES~S0806+524, используя наблюдения 3C 66A. Данные о звездах в окрестности 3C 66A взяты из работ [1,5]. Калибровка остальных звезд получена относительно звезды *C1* по наблюдениям на ЗТШ 29/30 сентября 2007г. Кроме того, в работе [8] имеются *VRI* величины звезд

C1, C2, C4, C5. Эти данные хорошо согласуются с нашими (см. табл.4).

Фотометрия основной звезды №6 в поле PKS 0820+22 сделана по наблюдениям 14/15 октября 2012г. на АЗТ8 относительно звезд в полях 4-х AGN (3C 120, Акп 120, MGC 8-11-11 и Mrk 6), звездные величины которых имеются в статье [1]. *BVR* величины остальных звезд вычислены относительно звезды №6. В опубликованных данных не было найдено

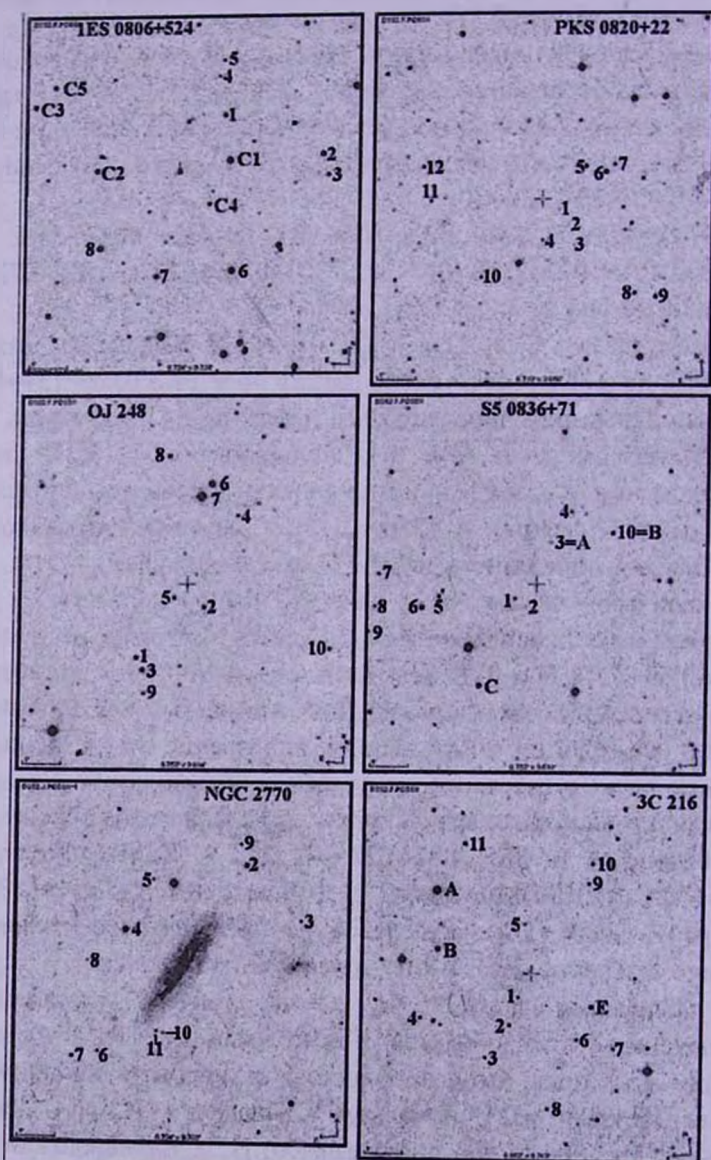


Рис.3. Карты окрестностей IES 0806+524; PKS 0820+22=4C22.21; OJ 248; S5 0836+71=4C 71.07; NGC 2770 и 3C 216.

указаний на исследование звезд сравнения в поле этого блазара.

OJ 248, S5 0836+71=4C71.07. Карты окрестностей OJ 248 и S5 0836+71=4C71.07 представлены на рис.3.

Наблюдения квазара OJ 248 были проведены на ЗТШ 22/23.01.2007, а на АЗТ-8 20/21.11.2012 и 03/04.03.2013. Калибровка основной звезды №1 была получена по наблюдениям на АЗТ8 путем усреднения 10-ти оценок, сделанных относительно семи AGN, а затем были вычислены BVRI величины остальных звезд относительно звезды №1 как средне-взвешенные результаты за три даты наблюдений. В литературе имеются оценки блеска некоторых звезд из отмеченных нами (см. [17]). Сравнение с нашими результатами дается в табл.4. Согласие хорошее.

Что касается квазара S5 0836+71=4C71.07, то основной звездой была звезда №10 с BVR величинами, согласно данным [17], где она обозначена как звезда В. И хотя ЗТШ наблюдения были выполнены в полосах BVRI, калибровка в полосе I у нас отсутствует, поскольку в этой полосе нет измерений звезд сравнения в работе [17].

NGC 2770 и 3C 216. Карты окрестностей NGC 2770 и 3C 216 представлены на рис.3.

Галактика NGC 2770 наблюдалась в связи с возможностью оценить блеск Сверхновой SN 2008D, которая была открыта 10-го января 2008г. на месте рентгеновского транзиентного источника GCN 7159 как оптический объект 18^m.1 величины на бесфильтровых изображениях. Как позже выяснилось, Сверхновую обнаружили на подъеме блеска. В максимуме блеска сверхновая была ярче $V = 17^m.5$. Спиральная галактика NGC 2770 интересна тем, что за довольно короткий срок в ней было открыто три сверхновых звезды: SN 1999eh, SN 2007uy и SN 2008D. В нашем случае, мы просто оценили блеск некоторых звезд в поле этой галактики, раз уж представилась такая возможность. Галактика NGC 2770 наблюдалась нами на ЗТШ 12/13.01.2008 и 13/14.01.2008 и на АЗТ8 16/17.01.2008 и 18/19.01.2008. Звезда №2, выбранная как основная, была калибрована по этим наблюдениям относительно основных звезд в трех разных полях (1ES 0414, 4C 21.35 и 1E 0754+39). BVRI звездные величины остальных звезд были вычислены по сравнению со звездой №2 во время наблюдений на ЗТШ в две даты. Данные представлены в табл.3.

Наблюдения 3C 216 на ЗТШ проводились только в фильтре I. В работе [9] имеются UBVRI величины звезд А, В и Е. Звездные величины отмеченных нами звезд в поле 3C 216 были определены относительно звезды Е как более яркой, блеск которой взят из [9]. Следует отметить, что для звезд А, В, Е, а также №2(D) и №5(C) есть BVR оценки в работе [17], однако нет оценок в фильтре I.

4. **Заключение.** В этой работе исследованы звезды в полях 18-ти AGN с координатами по прямому восхождению от 0 до 9 часов и сделана

BVR фотометрия 200-х звезд в окрестностях этих AGN. До нашей работы для подавляющего числа рассмотренных нами активных ядер галактик фотометрические данные о звездах сравнения в *BVR* полосах не были известны. Для тех звезд, которые все же наблюдались ранее и данные о них были опубликованы, наши оценки согласуются в пределах указанных неопределенностей. Мы надеемся, что наши данные будут служить хорошим подспорьем при дальнейших работах по фотометрии AGN, при исследовании их оптической переменности.

Мы использовали услуги Канадского Астрономического центра данных, управляемого Национальным исследовательским советом Канады при поддержке Канадского космического агентства. Эта работа была поддержана грантом 12-02-01237-а Российского Фонда Фундаментальных исследований (РФФИ).

¹ Южная станция Московского им. М.В.Ломоносова Государственного университета, Москва, Россия, Крым Украина,
e-mail: vdorosh@sai.crimea.ua или dorvalen@mail.ru

² НИИ Крымская Астрофизическая Обсерватория, КНУ им. Т.Г.Шевченко, Крым, Украина, e-mail: borman.ga@gmail.com nadya@mao.kiev.ua

³ National Astronomical Research Institute of Thailand, Thailand

BVR CCD-PHOTOMETRY OF COMPARISON STARS IN THE FIELDS OF ACTIVE GALAXIES. VI

V.T.DOROSHENKO¹, Yu.S.EFIMOV², G.A.BORMAN², N.G.PULATOVA^{2,3}

Results of the CCD *BVR* observations of 200 comparison stars in the fields of 19 active galaxy nuclei (AGN) with right ascension from 0 to 9 hours are presented in a wide range of stellar magnitudes. Most of considered AGNs refer to quasars and blazars. For the most of selected AGN the *BVR* magnitudes of comparison stars have not been known before. The finding charts with the field of view of about 9'x9' are presented as well. These results can be used for the differential photometry of AGN.

Key words: *Extragalactic astronomy: AGN: comparison stars: photometry*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова и др., *Астрофизика*, **48**, 191, 2005
2. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова и др., *Астрофизика*, **48**, 365, 2005.
3. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.С.Ефимов и др., *Астрофизика*, **50**, 57, 2007.
4. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.С.Ефимов, С.А.Климанов, С.В.Назаров, *Астрофизика*, **51**, 41, 2008.
5. J.N.Gonzalez-Perez, M.R.Kidger, F.Martin-Luis, *Astron. J.*, **122**, 2055, 2001.
6. M.Villata, C.M.Raiteri, L.Lanteri, G.Sobrito, M.Cavallone, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 305, 1998.
7. C.M.Raiteri, M.Villata, L.Lanteri, M.Cavallone, G.Sobrito, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **130**, 495, 1998.
8. M.Fiorucci, G.Tosti, N.Rizzi, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **110**, 105, 1998.
9. P.S.Smith, T.J.Balonek, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **110**, 1164, 1998.
10. M.Fiorucci, G.Tosti, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **116**, 403, 1996.
11. P.S.Smith, B.T.Jannuzi, R.Elston, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **77**, 67, 1991.
12. M.Hamuy, J.Maza, *Astron. J.*, **97**, 720, 1989.
13. P.S.Smith, T.J.Balonek, P.A.Heckert, R.Elston, C.D.Schmidt, *Astron. J.*, **90**, 1184, 1985.
14. H.R.Miller, T.L.Mullikin, B.Q.McGimsey, *Astron. J.*, **88**, 1301, 1983.
15. B.Q.McGimsey, H.R.Miller, R.M.Williamson, *Astron. J.*, **81**, 750, 1976.
16. R.J.Angione, *Astron. J.*, **76**, 412, 1971.
17. M.Villata, C.M.Raiteri, C.Ghisellini et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **121**, 119, 1997.
18. M.J.Penston, M.V.Penston, A.Sandage, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **83**, 783, 1971.
19. H.R.Miller, *Astron. J.*, **86**, 87, 1981.
20. H.M.Curry, K.S.Rumstay, J.R.Webb, E.K.Strobel, *I.A.P.P.P. Comm.*, **73**, 18, 1999.
21. R.Bachev, A.Strigachev, V.Dimitrov, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **147**, 175, 2000.
22. W.Webb, M.Malkan, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **130**, 165, 2000.
23. E.S.Klimek, C.M.Gaskell, C.H.Hedrick, *Astrophys. J.*, **609**, 69, 2004.
24. B.M.Mihov, L.S.Slavcheva-Mihova, *Astron. Nachr.*, **329**, 418, 2008.
25. M.Newberry, http://www.mirametrics.com/tech_note_ccdgain.htm
26. P.Stetson, <http://www3.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-rc.gc.ca/community/STETSON/index.html>
27. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.Е.Ефимов и др., *Астрофизика*, **56**, 373, 2013.
28. <http://www.astro.spbu.ru/staff/vlar/OPTlist.html>
29. М.А.Остерман, Dissertation for the degree of PhD, 2006.

ГАЛАКТИКИ ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА В ТЕСНЫХ ПАРАХ

Т.А. НАЗАРЯН

Поступила 20 ноября 2013

Принята к печати 6 декабря 2013

Мы отобрали 418 пар, содержащих галактики Второго Бюраканского Обзора (SBS), с $dV < 800 \text{ км с}^{-1}$ и $D_p < 100 \text{ кпк}$, и исследовали зависимость звездообразования и активности ядер от кинематики пар, морфологий и масс галактик в парах. Были получены следующие основные результаты: SBS галактики с соседями не отличаются по спектральным типам от изолированных SBS галактик. Галактики SBS ярче соседей в среднем на $0^m.5$, однако имеют статистически не отличающиеся цвета, морфологии и темпы звездообразования. Существует слабая, но статистически значимая корреляция между морфологиями галактик в парах. Соседи SBS галактик имеют меньшую долю звездообразующих галактик, и большую долю галактик всех остальных спектральных типов. Относительный темп звездообразования (SSFR) увеличивается у галактик с уменьшением расстояния до соседней галактики для галактик всех морфологических типов. Он максимален для галактик более ранних типов (на 1 порядок), и меньше у галактик более поздних морфологических типов. Также существует увеличение SSFR у галактик во всех категориях по массе. Как мажорные, так и минорные взаимодействия могут увеличивать SSFR на 0.7 порядка, однако в случае мажорных взаимодействий эффект сильнее, а в случае минорных только более массивные члены пар имеют прирост к SSFR. Наличие соседней галактики с более ранним морфологическим типом не увеличивает SSFR, соседние галактики с такими же морфологическими типами увеличивают SSFR умеренно, а соседние галактики с более поздними морфологическими типами увеличивают SSFR значительно.

Ключевые слова: *галактики; взаимодействия; звездообразование; активные; пекулярные*

1. *Введение.* Взаимодействия галактик представляют большой интерес в контексте исследования эволюции галактик. В работах [1,2] было показано, что взаимодействия галактик, особенно со сравнимыми по массе соседями, могут возбуждать активные ядра галактик (AGN). Во многих работах, например [2-4], было показано, что тесные взаимодействия и слияния галактик также могут увеличивать темп звездообразования (SFR) в разы. В работе [5] был представлен каталог 359 близких соседей 274 галактик Маркаряна, отобранных согласно проецированному расстоянию и небольшой разнице лучевых скоростей. Комбинируя данные из каталога [5] и каталога галактик Маркаряна [6], а также фотометрические и спектроскопические параметры этих галактик из 9-го выпуска данных (DR9) Слоуновского Цифрового Обзора Неба (SDSS, [7]), в [8] представлены результаты статистического исследования пар с компонентами, являющимися галактиками

Маркаряна. Исследование выявило ряд интересных закономерностей, в основном, касающихся связей между динамическими параметрами пар, интегральными и спектральными параметрами галактик Маркаряна и их соседей. В частности, было показано, что SSFR галактик в парах с меньшими проецированными расстояниями D_p или с меньшей разницей по лучевым скоростям dV в среднем на 0.5 порядка выше, чем в парах с большими D_p или dV . Также было выявлено, что доля ятивных ядер в морфологически более возмущенных парах и в парах с меньшим D_p более высокая.

Полученные результаты явились стимулом для проведения аналогичного исследования тесных пар галактик, одна из компонент которых является объектом SBS, (см. [9,10]). Несмотря на то, что галактики SBS и галактики Маркаряна являются схожими объектами, в частности 188 SBS галактик одновременно включены в каталог галактик Маркаряна [9], SBS объекты в среднем имеют сравнительно большие красные смещения и слабые визуальные звездные величины [10]. SBS галактики были обнаружены в ходе "комбинированного" обзора неба, используя, подобно обзору Маркаряна, наличие сильного ультрафиолетового континуума (UVC) и/или присутствие сильных эмиссионных линий (EL) в спектрах [9,10]. Оказалось, что эти два метода обзора одинаково полезны для обнаружения галактик с разным уровнем активности ядер, но в то же время способствуют обнаружению объектов, которые по некоторым параметрам и свойствам немного отличаются друг от друга [11]. Например, UVC метод более эффективен для обнаружения Сейфертовских активных ядер, а EL метод для обнаружения карликовых галактик со вспышкой звездообразования [11]. Что касается темы настоящего исследования, то галактики в UVC и EL выборках одинаково часто встречаются в тесных парах галактик, но среди взаимодействующих систем наиболее часто представлены UVC галактики с наиболее сильным ультрафиолетовым континуумом [11]. В настоящей работе мы постарались исследовать свойства SBS галактик и их соседей в тесных парах. В частности, представляет интерес сравнение свойств компонентов в паре: галактик SBS, отобранных по критериям UVC и EL, и их соседей, отобранных без критериев наличия данных спектральных характеристик. Зависимость свойств SBS галактик и их соседей от динамических параметров пар поможет ответить на вопрос: взаимодействия с какими по свойствам соседями наиболее сильно возбуждают звездообразование или AGN в галактиках. Сравнительная оценка вкладов от взаимодействий галактик и собственных свойств галактик, таких как морфология, масса и т.д., поможет выявить, какие процессы больше влияют на звездообразование и/или AGN в галактиках: внутренние или внешние.

Структура настоящей работы следующая: в разделе 2 представлены выборка пар, критерии отбора соседей, параметры, используемые в исследовании, а также различие между данной работой и работой [8]. В разделе 3 описываются

результаты статистического исследования выборки и проводится их дискуссия. Раздел 4 - заключение настоящей работы. Значение константы Хаббла было принято равным $H_0 = 73 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

2. *Выборка.* Для настоящей работы мы использовали каталоги [9,10] объектов SBS, откуда взяли координаты и красные смещения, а также информацию о критериях (UVC и/или EL) обнаружения каждого отдельного SBS объекта. Всего каталог [10] содержит 1676 SBS объектов. Далее мы исключили звездные объекты и галактики с красными смещениями меньше 0.005, а также выбрали родительские галактики как SBS объекты, если в каталоге [10] SBS объектами являлись регионы HII. Красные смещения SBS галактик были проверены, используя наиболее последний SDSS DR10 [12], который содержит новую спектральную информацию, полученную спектрографом BOSS. В результате были выяснены красные смещения для 20 галактик, также уточнены красные смещения для 197 галактик (исправлены на более чем 300 км с^{-1}).

В работе [5] поиск соседей галактик Маркаряна был проведен с помощью базы данных внегалактических объектов NASA/IPAC (NED) и SDSS. Были использованы три критерия: 1) Красное смещение галактик Маркаряна должно быть больше, чем 0.005. 2) Разница лучевых скоростей галактик Маркаряна и соседей должна быть не более, чем 800 км с^{-1} . 3) Проецированное расстояние между галактикой Маркаряна и соседом должно быть менее 60 кпк. В настоящей работе мы изменили третий критерий, увеличив лимит по расстоянию до 100 кпк, учитывая, что галактики SBS более удалены, чем Маркаряновские, также учитывая результаты некоторых последних работ, например [13], уточнивших предельные расстояния, с которых воздействие соседей может возбуждать звездообразование. Также, при визуальном исследовании мы поместили SBS галактики, показывающие явные признаки слияния с близкими соседями (значительные морфологические возмущения, такие как приливные рукава, мосты и т.д.), и, в случаях, если один компонент пары не имеет спектр, но его фотометрическое красное смещение согласуется со спектроскопическим красным смещением второго, добавили пару в список. Это было сделано с целью не пропустить наиболее тесно взаимодействующие пары, учитывая то, что SBS галактики в среднем находятся вдвое дальше, чем Маркаряновские, и влияние эффекта "столкновения" оптических волокон (*fiber collision*) на неполноту выборок пар сильнее, также, что галактики имеют более слабые звездные величины, и спектроскопическая неполнота SDSS ощущается сильнее. Всего было найдено 418 пар с SBS галактиками, из которых 38 были найдены по красным смещениям из NED, а 33 визуально и по фотометрическим красным смещениям, остальные были найдены по их красным смещениям из SDSS. В списке пар имеются 53 случая, когда оба компонента пары

являются SBS галактиками.

Координаты участков неба, на которых был выполнен обзор SBS (примерно $8^h < RA < 17^h$ и $+49^\circ < Dec < +61^\circ$) по большей части находятся внутри охвата SDSS, что позволяет наиболее полно использовать фотометрические и спектроскопические данные SDSS. Мы визуально проверили точное соответствие координат фотометрических объектов и оптических спектров SDSS центрам галактик. Мы использовали композитно-модельные звездные величины SDSS (*cmodel*) для светимостей и модельные звездные величины SDSS (*model*) для показателей цвета. Поправки из-за галактического поглощения и *K*-коррекции учтены. Пары галактик были сгруппированы по отношению масс компонент на мажорные ($|\log(M_1/M_2)| \leq 0.6$) и минорные ($|\log(M_1/M_2)| > 0.6$) [14].

Мы включили в статистику массы и SFR SBS галактик и их соседей в SDSS, которые были получены, используя разные модели звездного населения [15] для наилучшего приближения наблюдаемых звездных величин *ugriz* при данном спектроскопическом красном смещении. Как наиболее подходящие для взаимодействующих галактик, мы выбрали модели с каноническими модами звездообразования, включающими экспоненциально затухающие, постоянные с усечением и постоянные модели звездообразования с различными характеристическими периодами и металличностями. Мы использовали также BPT [16] классификацию галактик, полученных Портсмутской группой [17], которая основывается на параметрах эмиссионных линий ионизированного газа (после исключения вклада звездного непрерывного спектра, линий поглощения и эмиссии).

Морфологическая классификация SBS галактик и их соседей является намного более трудной задачей, чем классификация галактик Маркаряна, из-за большего среднего расстояния выборки. По этой причине в настоящей работе мы не имели возможность классифицировать галактики по степеням морфологических возмущений, в отличие от [8]. Также вместо стандартной классификации по Хабблу мы использовали фотометрические параметры, коррелирующие с морфологией галактик. Индекс концентрации *Cin*, определенный как отношение радиусов, включающих 50% и 90% Петросьяновских потоков, является хорошим индикатором морфологий галактик [18]. Чем он меньше, тем более ранний тип имеет галактика. Другим параметром, характеризующим морфологию галактик, является доля де Вокулеровского профиля (*frac_deV*) в композитной модели профилей яркости галактик. Данный параметр принимает значение от 0 (полностью экспоненциальный профиль) до 1 (полностью де Вокулеровский профиль). Оба параметра хорошо коррелируют как друг с другом, так и с показателями цветов и SSFR галактик выборки. Использование фотометрических параметров для морфологической классификации вместо визуальной классификации

позволяет определить морфологии галактик точнее и исключает селекционные эффекты при классификации из-за различных расстояний до галактик.

Мы исследовали влияние некоторых селекционных эффектов на выборку, которые могут влиять на результаты дальнейшей статистики. Среднее расстояние до пар равно 134 Мпк, однако 5% наиболее удаленных пар находятся от 400 до 800 Мпк. Более удаленные галактики выборки являются более яркими и массивными и имеют более ранние морфологические типы. Однако распределение галактик по D_p не зависит от красного смещения. Галактики с разными массами, светимостями и морфологическими типами имеют то же самое распределение по D_p .

3. *Статистика и обсуждение.* В работе [8] было показано, что выбор dV как параметра, связанного с интенсивностью/фазой взаимодействия галактик, неудачен. Изменения по данному параметру отражают изменения плотности окружения пар: пары с большими dV находятся в более плотных окружениях, и следовательно, имеют более ранние морфологические типы. Поэтому в настоящей работе мы использовали dV только для отбора соседей галактик SBS.

3.1. *Свойства галактик в парах.* Мы сравнили свойства галактик SBS и их соседей. Средняя абсолютная зв. вел. $m_{\text{model } r}$ галактик SBS равна -20.2 ± 1.8 , соседей -19.6 ± 1.8 . Тест Колмогорова-Смирнова (КС) указывает, что распределения по звездным величинам разные. Показатели цвета $u-g$ и $g-r$, индикаторы морфологии Cin и $frac_deV$, а также SSFR статистически не отличаются у галактик SBS и их соседей. Существует слабая, но статистически значимая корреляция между морфологиями галактик в парах. χ^2 тест указывает на незначительную разницу в распределениях по спектральным типам между выборкой всех галактик SBS и подвыборкой SBS галактик с близким соседом. Из 292 SBS галактик с доступной спектральной классификацией 78% являются звездообразующими, 10% композитными, 2% Сейфертовскими, 10% типа LINER, и только одна галактика классифицирована как пассивная. Существует значительная статистическая разница в распределениях по спектральным типам между галактиками SBS в парах и соседними галактиками. Количественно она проявляется в меньшей доле звездообразующих галактик среди соседей и в большей доле галактик всех остальных типов.

3.2. *Зависимость SSFR от параметров взаимодействия.* Главными параметрами, описывающими взаимодействия, являются D_p и отношение масс (или светимостей) компонентов пары. На рис.1 показана зависимость SSFR от D_p , сгруппированная по морфологиям, согласно индикатору $frac_deV$. Общая вариация SSFR галактик выборки равна 0.7 порядка, изменение SSFR, обусловленное морфологиями, равно 0.5 порядка. Рис.1

показывает, что существует увеличение SSFR у галактик всех морфологических типов с более близкими соседями. Оно максимальное для галактик более ранних типов (на 1 порядок), и меньше у галактик более поздних морфологических типов (на 0.3 порядка). Можно сделать вывод, что механизм индуцирования звездообразования через взаимодействия галактик работает лучше у галактик более ранних морфологических типов. А у галактик поздних морфологических типов собственный SSFR и так высок, и его относительное увеличение благодаря взаимодействию с соседом невелико.

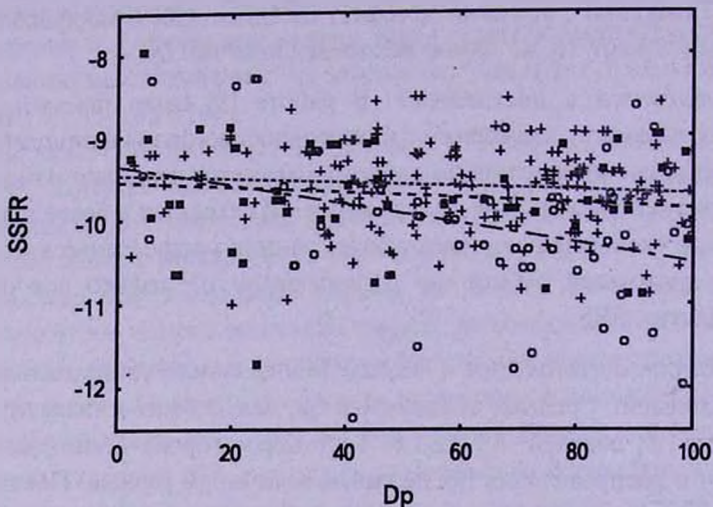


Рис.1. Зависимость SSFR ($M_{\odot}$ в год, в логарифмическом масштабе) от D_p (кпк), сгруппированная по значениям индикатора морфологии $frac_deV$ для галактик более ранних типов (полые круги, штрих-пунктирная линия наилучшего приближения), средних типов (заполненные квадраты, штриховая линия), и для более поздних типов (крестики, пунктирная линия).

Нормирование SFR по массе не полностью исключает зависимость от массы, потому что галактики с разными массами имеют разные распределения по морфологическим типам. Поэтому целесообразно также проследить изменение в SSFR у галактик с разными массами. На рис.2 показана зависимость SSFR от D_p , сгруппированная по массам галактик. Изменение SSFR, обусловленное различными массами галактик, велико: от $\log(SSFR) = -8.5$ для $\log(M/M_{\odot}) = 8$ до $\log(SSFR) = -11$ для $\log(M/M_{\odot}) = 11$. Рис.2 показывает, что существует увеличение SSFR (на 0.3-0.5 порядка) у галактик во всех категориях по массе.

Мы исследовали влияние отношения масс галактик в паре на увеличение SSFR у более тесных пар, разделив все галактики на две подвыборки пар: мажорные и минорные. На рис.3 показана зависимость SSFR от D_p для мажорных и минорных пар. Видно, что существует увеличение SSFR у обоих членов мажорных пар, также у более массивных членов минорных

пар примерно на 0.7 порядка. Однако SSFR менее массивных членов минорных пар не увеличивается, а наоборот, антикоррелирует с D_p . Данный результат находится в согласии с предыдущими работами [13,14,19] и указывает на то, что как мажорные, так и минорные взаимодействия могут

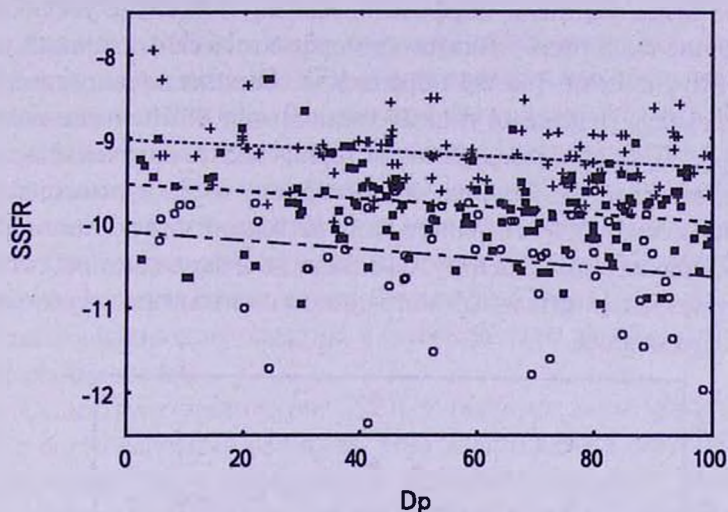


Рис.2. Зависимость SSFR ($M_\odot$ в год, в логарифмическом масштабе) от D_p (кпк), сгруппированная по значениям массы галактик для галактик с массами $\log(M/M_\odot) > 10$ (полые круги, штрих-пунктирная линия), $10 \geq \log(M/M_\odot) > 9$ (заполненные квадраты, штриховая линия), $\log(M/M_\odot) < 9$ (крестики, пунктирная линия).

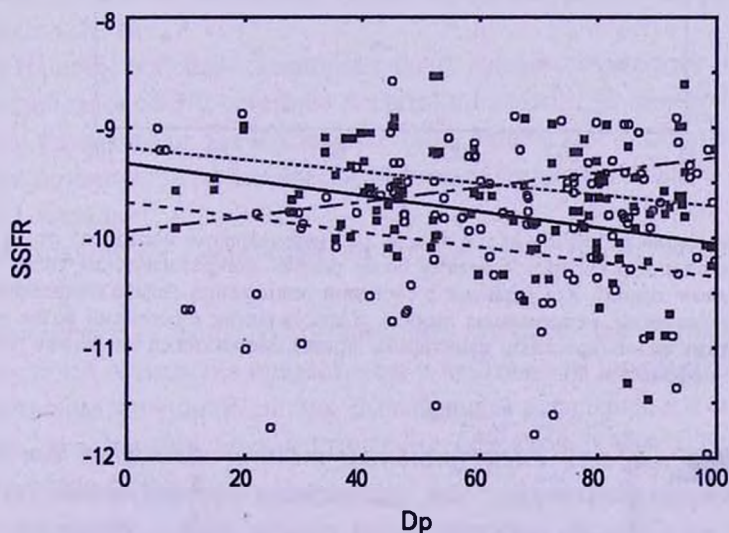


Рис.3. Зависимость SSFR ($M_\odot$ в год, в логарифмическом масштабе) от D_p (кпк), сгруппированная по отношению масс: более массивные галактики мажорных пар (заполненные темные квадраты, непрерывная линия), менее массивные галактики мажорных пар (заполненные светлые квадраты, пунктирная линия), галактики минорных пар (полые круги, штриховая линия для более массивных членов, штрих-пунктирная линия для менее массивных).

увеличивать SSFR, однако в случае мажорных взаимодействий эффект сильнее, а в случае минорных только более массивные члены пар имеют прирост к SFR.

Влияние морфологии соседней галактики показано на рис.4. Соседние галактики с более ранними морфологическими типами не увеличивают SSFR, соседние галактики с такими же морфологическими типами увеличивают SSFR умеренно (на 0.3 порядка), а соседние галактики с более поздними морфологическими типами увеличивают SSFR значительно (на 1.1 порядка). В предыдущих работах [8,20] также получены похожие результаты, которые согласуются со сценарием, когда взаимодействие с соседней галактикой более позднего типа не только может инициировать приток межзвездного газа к центру галактики, но и сама соседняя галактика может являться дополнительным источником свежего газа, необходимого для звездообразования.

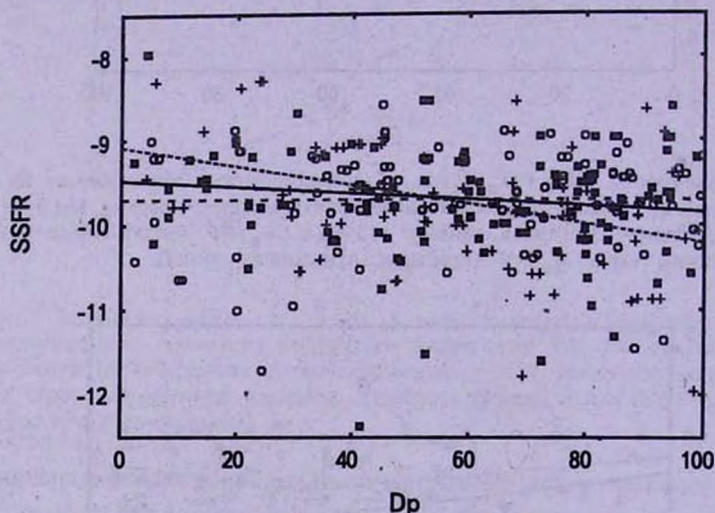


Рис.4. Зависимость SSFR ($M_{\odot}$ в год, в логарифмическом масштабе) от D_p (кпк), сгруппированная для галактик с соседями более ранних морфологических типов (полые круги, штриховая линия), для галактик с соседями одинаковых морфологических типов (заполненные квадраты, непрерывная линия), и для галактик с соседями более поздних морфологических типов (крестики, пунктирная линия). Морфологии оценены с помощью индикатора морфологии *frac_deV*.

3.3. Зависимость спектральных типов галактик от параметров взаимодействия. Мы исследовали распределения по D_p у галактик с различными спектральными типами ядер и обнаружили, что галактики с различными BPT типами имеют статистически неотличимые распределения по D_p . Этот результат не подтверждает увеличение доли AGN галактик среди более близких пар, полученное в работах [1,8,21]. Кроме того, не наблюдается избытка AGN галактик среди мажорных пар.

Оба результата не могут быть объяснены различными распределениями AGN и звездообразующих галактик по красным смещениям. Мы полагаем, что причиной вышеупомянутых двух отрицательных результатов является неоднородность выборки SBS галактик из-за использования различных UVC и EL методов.

4. *Заключение.* Мы выбрали пары, содержащие SBS галактики, и исследовали зависимости их SSFR и спектральных типов ядер от расстояния между компонентами пар D_p , получив следующие главные результаты.

а) SBS галактики с соседями не отличаются по спектральным типам от изолированных SBS галактик. Галактики SBS ярче соседей в среднем на $0^m.5$, однако имеют статистически не отличающиеся цвета, морфологии и SSFR. Существует слабая, но статистически значимая корреляция между морфологиями галактик в парах. Соседи SBS галактик имеют меньшую долю звездообразующих галактик, и большую долю галактик всех остальных спектральных типов.

б) Существует увеличение SSFR у галактик всех морфологических типов с более близкими соседями. Оно максимальное для галактик более ранних типов (на 1 порядок), и меньше у галактик более поздних морфологических типов (на 0.3 порядка). Также существует увеличение SSFR (на 0.3-0.5 порядка) у галактик во всех категориях по массе.

в) Как мажорные, так и минорные взаимодействия могут увеличивать SSFR на 0.7 порядка, однако в случае мажорных взаимодействий эффект сильнее, а в случае минорных только более массивные члены пар имеют прирост к SFR.

г) Наличие соседней галактики с более ранним морфологическим типом не увеличивает SSFR, соседние галактики с такими же морфологическими типами увеличивают SSFR умеренно (на 0.3 порядка), а соседние галактики с более поздними морфологическими типами увеличивают SSFR значительно (на 1.1 порядка).

д) Доля AGN не зависит ни от D_p пары, ни от отношения масс компонентов пары.

Автор считает своим долгом выразить глубокую благодарность А.Р.Петросяну и А.А.Акопяну за предложения и критические комментарии, которые существенно улучшили статью. В настоящем исследовании была использована база данных внегалактических объектов NASA/IPAC (NED), а также обзор SDSS.

THE SECOND BYURAKAN SURVEY GALAXIES IN CLOSE PAIRS

T.A. NAZARYAN

We selected 418 pairs with $dV < 800 \text{ km s}^{-1}$ and $D_p < 100 \text{ kpc}$ containing galaxies from the Second Byurakan Survey (SBS), and studied the dependence of star formation rates and nuclear activity on kinematics of pairs, morphologies and masses of paired galaxies. The following main results were obtained: SBS galaxies with neighbors do not differ from isolated SBS galaxies by their spectral types. SBS galaxies are brighter than their neighbors by 0.5 mag averagely, however the colors, morphologies and star formation rates of SBS galaxies and their neighbors are statistically the same. A weak, but statistically significant correlation exists between morphologies of galaxies in pairs. The fraction of starforming galaxies within the neighbors of SBS galaxies is less than that within the SBS galaxies, but the neighbors have larger fraction of galaxies of all the other spectral types. Galaxies within all morphological types have an enhancement of specific star formation rates (SSFR) when the distance from the neighbor galaxy decreases. The enhancement is maximal for galaxies of earlier types (by 1 dex) and is less for galaxies of later morphological types. There is an increase of SSFR of galaxies within all ranges of masses. Both major and minor interactions can increase SSFR by 0.7 dex, however in case of major interactions the effect is more intensive, while in case of minor interactions only more massive members of pairs have an increase of SSFR. The existence of neighbor galaxy with more earlier morphological type does not increase SSFR, neighbor galaxies with the similar morphological types increase SSFR moderately, while neighbor galaxies with later morphological types increase SSFR significantly.

Key words: *galaxies: interactions: starburst: active: peculiar*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Sol Alonso, D.G.Lambas, P.Tissera, G.Coldwell*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 375, 1017, 2007.
2. *S.L.Ellison, D.R.Patton, L.Simard, A.W.McConnachie*, Astron. J., 135, 1877, 2008.
3. *E.J.Barton, M.J.Geller, S.J.Kenyon*, Astrophys. J., 530, 660, 2000.
4. *C.Scott, S.Kaviraj*, astro-ph, arXiv: 1310.5148, 2013.

5. *T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, B.J.McLean*, *Astrophysics*, **55**, 448, 2012.
6. *A.Petrosian, B.McLean, R.J.Allen, J.W.MacKenty*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **170**, 33, 2007.
7. *C.P.Ahn, R.Alexandroff, C.Allende Prieto et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **203**, 21, 2012.
8. *T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, A.A.Hakobyan et al.*, *astro-ph, arXiv*: 1310.0241, 2013.
9. *J.A.Stepanian*, *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, **41**, 155, 2005.
10. *M.Gyulzadyan, B.McLean, V.Z.Adibekyan et al.*, *Astrophysics*, **55**, 448, 2012.
11. *A.Petrosian, R.J.Allen, C.Leitherer et al.*, *Astron. J.*, **125**, 86, 2003.
12. *C.P.Ahn, R.Alexandroff, C.Allende Prieto et al.*, *astro-ph, arXiv*: 1307.7735, 2013.
13. *J.M.Scudder, S.L.Ellison, P.Torrey et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **426**, 549, 2012.
14. *T.J.Cox, P.Jonsson, R.S.Somerville et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **384**, 386, 2008.
15. *C.Maraston*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **362**, 799, 2005.
16. *J.A.Baldwin, M.M.Phillips, R.Terlevich*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **93**, 5, 1981.
17. *D.Thomas, O.Steele, C.Maraston et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **431**, 1383, 2013.
18. *C.J.Conselice*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **147**, 1, 2003.
19. *D.G.Lambas, S.Alonso, V.Mesa, A.L.O'Mill*, *Astron. Astrophys.*, **539**, A45, 2012.
20. *C.Park, Y.-Y.Choi*, *Astrophys. J.*, **691**, 1828, 2009.
21. *S.L.Ellison, D.R.Patton, J.T.Mendel, J.M.Scudder*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **418**, 2043, 2011.

СИСТЕМЫ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЕЗД ВОКРУГ ГАЛАКТИК. I. ПОИСК СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАВИСИМОСТЕЙ

С.Н.НУРИТДИНОВ, И.У.ТАДЖИБАЕВ

Поступила 1 августа 2013

Принята к печати 6 декабря 2013

Ранее составленный нами сводный каталог [1] систем шаровых скоплений звезд (СШСЗ) вокруг галактик существенно пополнен с учетом опубликованных за последнее десятилетие данных наблюдений и доведен до 252 систем. Выполнен статистический анализ нашего нового сводного каталога. Найденны эмпирические зависимости между основными физическими параметрами СШСЗ и их родительских галактик. Эти статистические зависимости получены с достаточной точностью для эллиптических и линзовидных галактик в отдельности. Обсуждены вопросы классификации СШСЗ и связи этих систем с их родительскими галактиками.

Ключевые слова: *галактики: система шаровых скоплений звезд*

1. *Введение.* Наблюдения показывают, что почти все типы галактик камертона Хаббла содержат в себе некоторые, в различной степени выраженные системы шаровых скоплений звезд (СШСЗ). СШСЗ состоят преимущественно из относительно старых шаровых скоплений звезд, которые находятся, в основном, в сферической составляющей галактики или вокруг их основного тела. Так что такую галактику с достаточно богатой СШСЗ в принципе можно моделировать в виде вложенных друг в друга динамических подсистем [2]. По результатам поиска, обработки данных наблюдений СШСЗ отдельных галактик и составлению их списка, в мировой литературе опубликовано уже много работ (см., например, [3-14] и ссылки там, а также следующий раздел ниже). Так, первый список СШСЗ, содержащий 60 систем, был опубликован в 1991 году Харрисом [3]. В работе [4] этот список доведен до 82 систем, а в [1], нами - до 136 систем. Самое большое количество работ посвящено фотометрической обработке изображений отдельных СШСЗ и нахождению соответствующих значений наблюдательных характеристик этих систем и их родительских галактик. Приводить все эти работы здесь никак невозможно. Среди них укажем в следующем разделе данной статьи те публикации, которые были использованы нами при составлении нашего сводного каталога СШСЗ [1,15], а также содержащие в себе важные сведения и ссылки на предыдущие статьи в достаточной мере так, что интересующиеся могли легко найти их.

Тем не менее заметим, что до сих пор отсутствует анализ имеющихся весьма обширных данных наблюдений, не найдены достоверные эмпирические зависимости между их основными физическими параметрами, не разработана классификация СШСЗ, отсутствуют попытки определения некоторых кинематических и динамических параметров этих систем и др. Вот почему составленный нами [1] ранее сводный каталог СШСЗ мы существенно дополнили, доведя количество объектов до 252 систем [15], и выполнили здесь соответствующий его статистический анализ, необходимый для дальнейших исследований.

2. *О данных наблюдений и сводном каталоге СШСЗ.* Ради полноты сложившейся картины вокруг проблем СШСЗ и справедливости перед другими авторами, сначала целесообразно указать хотя бы отдельные основные результаты наблюдательных работ. Как уже сказано нами во *Введении*, приводить все работы нет возможности и потому ограничимся теми, которые являются важными хотя бы с точки зрения составленного нами сводного каталога.

Итак, результаты наблюдательных работ до 1991г. подытожены Харрисом в статье [3], а составленный им список содержит всего 60 СШСЗ на расстояниях и вне Местной группы галактик. Далее Ашман и Зепф [4] в 1998г. обобщили некоторые исследования СШСЗ и расширили список, приведенный в работе [3], до 82 объектов. В этой работе приведены вкратце наблюдательные свойства, отдельные результаты исследования вопросов формирования и эволюции СШСЗ и их родительских галактик. Они считают, что большинство шаровых скоплений сформировалось в то время, когда начали формироваться их родительские галактики. Поэтому шаровые скопления представляют собой уникальные объекты, связанные с ранней эволюцией галактик.

После работы [4] было опубликовано много статей с обнаруженными новыми СШСЗ, но почему-то никто долгие годы не попытался собрать все списки СШСЗ и составить их сводный каталог. Среди работ с новыми СШСЗ следует отметить, например, статью Ван ден Берга [5], где приведены 53 СШСЗ и на их основе изучена корреляция между абсолютными звездными величинами галактик и плотности распределения шаровых скоплений звезд (ШСЗ). Отметим еще работу [6], где указаны 50 СШСЗ, из них 43 относятся к раннему типу галактик. В работе Кунду и Витмора [7] рассмотрены 28 СШСЗ вокруг эллиптических галактик, одновременно теми же авторами [8] были указаны 29 СШСЗ вокруг S0 галактик. А в ряде работ Лотза и др. (см., например, [9,10]) изучены СШСЗ карликовых галактик в скоплениях Дева и Печи. А из работ [11-13] можно брать некоторые данные СШСЗ спиральных галактик. Во всех этих работах в основном, определены количество ШСЗ, значение удельной частоты и на

их основе рассмотрены частные вопросы эволюции родительских галактик. В работе [14] даны данные для 76 СШСЗ в скоплениях Дева и Печи, а особое внимание уделено градиентам их цвета.

Как видно, по проблемам поиска и исследования СШСЗ в последние годы опубликовано достаточно много статей, но, к настоящему времени рассмотрены и изучены лишь отдельные небольшие выборки СШСЗ галактик по наблюдениям. Надо отметить, что ранее составленный нами каталог [1] не содержит не только многие СШСЗ, изученные в течение последнего десятилетия, но и ряд других физических характеристик известных систем. Кроме того, до сих пор не учтена возможность определения необходимых отдельных характеристик статистическим путем, получая сначала эмпирические зависимости по отдельным типам галактик.

Это означает в свою очередь, что необходимо прежде всего пополнить имеющийся сводный каталог СШСЗ [1] и провести затем полный статистический анализ. С этой целью и для исследования свойств СШСЗ нами найдено дополнительно 116 СШСЗ по результатам наблюдательных данных, опубликованных за последнее десятилетие. В результате количество СШСЗ в нашем новом сводном каталоге [15] достигло до 252 объектов. Опыт показывает, что процесс пополнения и обновления каталога является всегда непрерывным и время от времени весьма необходим статистический анализ собранного материала.

На рис.1 мы приводим гистограмму распределения 252 СШСЗ по типам галактик. Интересно, что галактик типа E7 вообще нет в нашем каталоге, они либо не имеют вокруг себя СШСЗ, либо не обладают ею в заметной форме. Общее число эллиптических галактик по отношению к нормальным спиральным галактикам больше примерно на величину $N_{\text{эллип}}/N_{\text{спирал}} = 6.8$. Если же в S-галактики включим также бароподобные спиральные галактики, то это отношение станет равным 5.6. В процентном

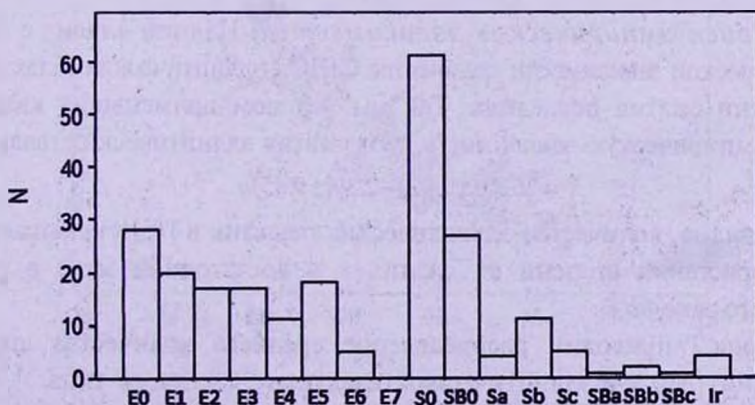


Рис.1. Гистограмма распределения СШСЗ по типам галактик (N — количество галактик, обладающих СШСЗ в нашем каталоге).

отношении в нашем каталоге [15] соотношение типов галактик имеет следующий вид:

$$E:(S_0+SB_0):(S+SB):Ir = 54:35:9:2, \quad (1)$$

причем отношение числа эллиптических галактик к числу всех других типов галактик равно 1.1. Также видно, что с увеличением значения сжатия эллиптических галактик количество E-галактик, содержащие СШСЗ, уменьшается.

В табл.1 дано процентное сравнение по типам галактик нашего нового сводного каталога со списками, которые опубликованы в работах [1,3,4].

Таблица 1

ПРОЦЕНТНОЕ СРАВНЕНИЕ ТИПОВ ГАЛАКТИК, ИМЕЮЩИХ СШСЗ

Авторы	Число СШСЗ	E, %	S ₀ +SB ₀ , %	S+SB, %	Ir, %
В списке [3]	60	57	15	23	5
В списке [4]	82	69	11	17	3
В сводном каталоге [1]	136	54	31	12	3
В сводном каталоге [15]	252	54	35	9	2

Результаты сравнения показывают, что каждый раз среди типов галактик, содержащих СШСЗ, большая доля приходится именно эллиптическим галактикам. Но если различать в отдельности виды E_n, то лидируют S₀-галактики, а затем идут E₀, SB₀, E₁ и т.д. В отличие от работ [3,4] у нас процент линзовидных галактик доминирует над спиральными галактиками. Этот факт объясняется, в основном, использованными нами результатами наблюдений космического телескопа Хаббла, который выполнял также наблюдения линзовидных галактик. Подробный анализ нового сводного каталога [15] по физическим параметрам мы приводим ниже в следующем разделе.

3. Поиск эмпирических зависимостей. Начнем анализ с поиска статистической зависимости количества СШСЗ эллиптических галактик (*N*) от степени сжатия последних. Так мы методом наименьших квадратов нашли эмпирическую зависимость *N* от сжатия эллиптических галактик *n*:

$$N = 25.57(\pm 2.92) - 2.39(\pm 0.65)n. \quad (2)$$

Как видно, количество эллиптических галактик в [15] уменьшается по мере нарастания степени их сжатия *n* в достаточной мере в рамках линейного закона.

На рис.2 приводим распределение среднего количества шаровых скоплений $\langle N_{GC} \rangle$ в эллиптических галактиках заданного типа.

Видно, что с ростом сжатия эллиптической галактики логарифм от среднего количества скоплений в них уменьшается довольно медленно.

Методом наименьших квадратов мы нашли эту логарифмическую зависимость среднего количества скоплений от сжатия эллиптической галактики:

$$\log\langle N_{GC} \rangle = 3.77(\pm 0.16) - 0.12(\pm 0.04)n. \quad (3)$$

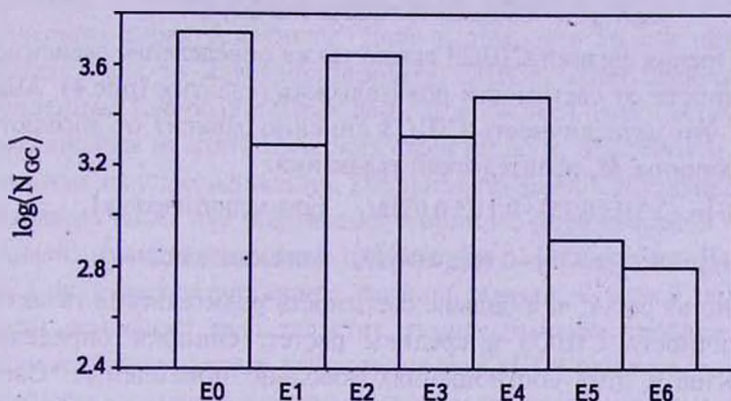


Рис.2. Распределение среднего количества ШСЗ в эллиптических галактиках.

На рис.3 приведена зависимость абсолютной звездной величины родительской галактики от количества ШСЗ N_{GC} в эллиптических (обозначено темными кружочками) и линзовидных галактиках (обозначено светлыми кружочками). Видно, что с увеличением количества скоплений в СШСЗ в системе значение абсолютной звездной величины увеличивается, т.е. чем больше количество ШСЗ, тем родительская галактика ярче. Нами найдена опять-таки логарифмическая зависимость между этими параметрами для

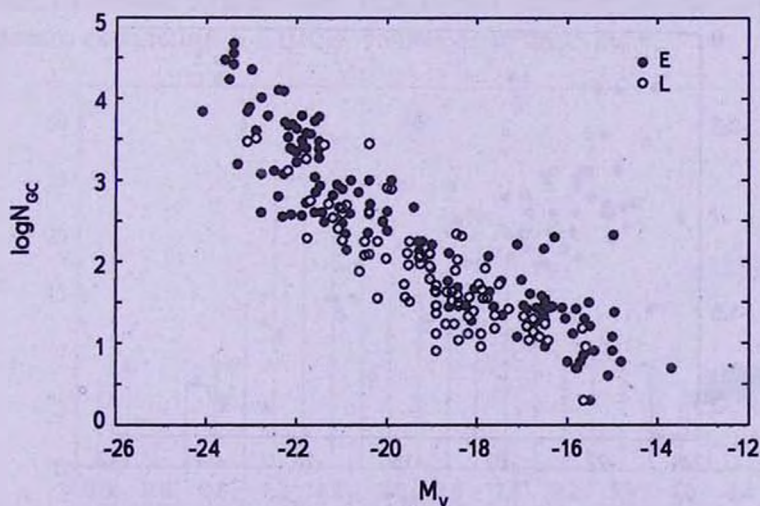


Рис.3. Зависимость между логарифмом от количества ШСЗ и абсолютной звездной величиной родительской галактики СШСЗ (светлые кружки - для S0-галактик, темные кружки - для E-галактик)

Е- и S0-галактик в отдельности. Оказалось, что для эллиптических галактик

$$\log N_{GC} = -4.35(\pm 0.26) - 0.35(\pm 0.01)M_V, \quad (4)$$

а для линзовидных -

$$\log N_{GC} = -4.80(\pm 0.47) - 0.35(\pm 0.02)M_V. \quad (5)$$

С точки зрения физики СШСЗ важно также определение зависимости их металличности от светимости родительских галактик (рис.4). Анализ показывает, что металличность СШСЗ линейно зависит от абсолютной звездной величины M_V родительской галактики:

$$[Fe/H] = -3.31(\pm 0.35) - 0.11(\pm 0.02)M_V \quad (\text{для эллиптических}), \quad (6)$$

$$[Fe/H] = -4.22(\pm 0.79) - 0.16(\pm 0.04)M_V \quad (\text{для линзовидных}). \quad (7)$$

Как видно из рис.4, чем больше светимость родительской галактики, тем металличность СШСЗ в среднем растет. Ошибки определения коэффициентов в этих соотношениях довольно приемлемые. Следует отметить, что для линзовидных галактик зависимостью металличности от M_V впервые интересовались авторы [8]. Найденная этими авторами зависимость

$$[Fe/H] = -4.9(\pm 0.6) - 0.19(\pm 0.03)M_V \quad (7')$$

близка к нашей (7). Сравнивая (7) и (7') заключаем, что соответствующие коэффициенты близки, но (7) явно точнее, чем (7'), так как наблюдательный материал в [8] содержит лишь 35 линзовидных галактик, а в нашем каталоге [15] их 88.

Интересно, что правые части выше изученных нами зависимостей (2)-(7) аппроксимируются лучше всего линейными функциями, чем квадратичными.

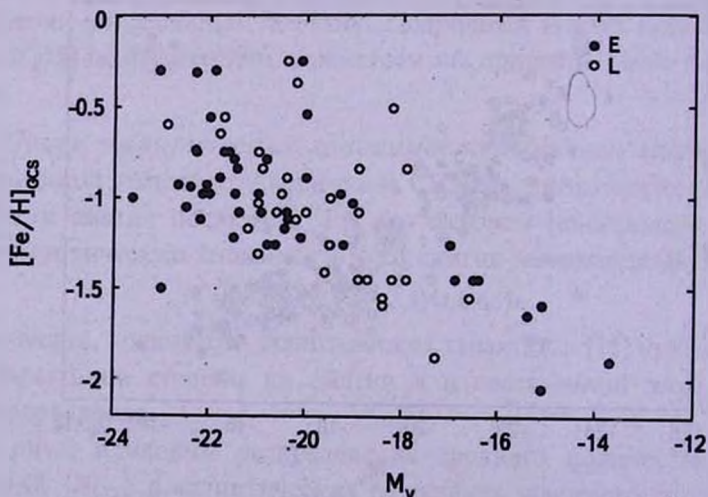


Рис.4. Зависимость металличности СШСЗ от абсолютной звездной величины родительской галактики (светлые кружки - для S0-галактик, темные кружки - для E-галактик).

Отметим также, что найти подобные зависимости для спиральных галактик пока не удастся из-за недостатка данных наблюдений.

4. *Две простые классификации СШСЗ.* Далее мы интересовались вопросами классификации СШСЗ по каким-либо их наблюдаемым физическим характеристикам. Дело в том, что до сих пор никто не попытался как-то классифицировать СШСЗ, хотя глубокое изучение накопленных наблюдательных данных и физики этих систем требует не только анализа их статистических свойств, но и, в частности, разработки возможных их классификаций. Изучение проблем классификации СШСЗ необходимо также для построения теории их формирования и эволюции.

Анализ имеющихся данных наблюдений с точки зрения классификации СШСЗ оказывается достаточно трудной задачей. С одной стороны, из-за яркости основного тела галактик самой сложной проблемой является непосредственное прямое наблюдение их СШСЗ для того, чтобы изучить поверхностную яркость системы, распределение там шаровых скоплений и др. Это - непростая наблюдательная работа. С другой стороны, решение проблемы классификации упирается на имеющийся широкий разброс значений параметров, а иногда даже на противоречивые ситуации по отдельным данным наблюдений. Поэтому сегодня мы можем предложить пока только две возможные простые классификации: одна по степени богатства скоплениями в системе, а другая - по светимости родительской галактики.

4.1. *Классификация СШСЗ по степени их богатства скоплениями.* Из физических соображений ясно, что чем СШСЗ богаче в среднем по количеству в них шаровых скоплений, тем масса родительской галактики должна быть больше. Рассмотрим гистограмму (рис.5) количества шаровых скоплений в СШСЗ, точнее величины $\log N_{gc}$

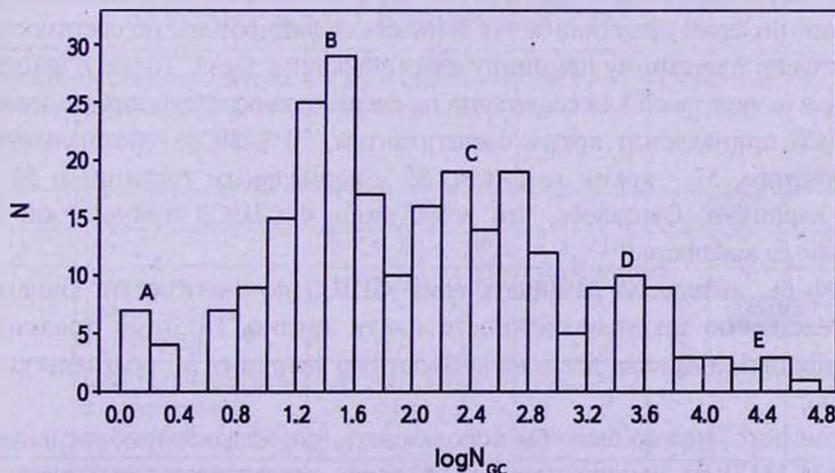


Рис.5. Гистограмма величины логарифма от количества скоплений в СШСЗ.

Как видно, условно можно выделить пять явно отличающихся групп (см. табл.2). Оказалось, что нельзя пренебречь группой "А" очень бедных СШСЗ, так как количество таких галактик в нашем каталоге 27. Они содержат всего до одного десятка скоплений, а сами эти галактики относятся, в основном, к типу IrII и E6. Напротив, системы класса "богатых" СШСЗ ("D") содержат несколько тысяч скоплений и относятся, чаще всего, к типу E1, E2 или E3, а СШСЗ класса "наиболее богатых" ("E") содержат несколько десятков тысяч скоплений и принадлежат главным образом к cD и E0 типам галактик.

Таблица 2

ПРОСТАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ СШСЗ ПО ИХ БОГАТСТВУ ШАРОВЫМИ СКОПЛЕНИЯМИ

Обозначение класса	Классы СШСЗ	$\log N_{gc}$	Количество СШСЗ в каталоге	Наиболее характерные типы галактик
A	Наиболее бедные	≤ 1	27	E6, IrII, dE, Sc
B	Бедные	(1; 2)	96	Sa-Sb, S0, SB0, dE0-dE5
C	С умеренным количеством скоплений	[2; 3)	77	E4-E5, SB0
D	Богатые	[3; 4)	40	E1-E3
E	Наиболее богатые	≥ 4	9	cD, E0

Статистика показывает, что $A:B:C:D:E=11:38:31:16:4$. Как видно из табл.2, предлагаемая нами классификация является весьма простой и легко запоминаемой по значению $\log N_{gc}$.

4.2. *Классификация СШСЗ по M_v родительской галактики.* Как известно, сами галактики могут быть классифицированы по светимости [16] согласно известному принципу классификации звезд. Тогда, в нашем каталоге в рамках такой классификации по светимости родительских галактик, 11 СШСЗ принадлежат ярким сверхгигантам, 70 СШСЗ - нормальным сверхгигантам, 57 - ярким гигантам, 55 - нормальным гигантам и 54 - ярким карликам. Оказалось, что всего лишь 4 СШСЗ принадлежат к нормальным карликам.

Было бы интересно различать сами СШСЗ по светимости. Однако непосредственно такой возможности найти трудно. Поэтому придется ориентироваться прежде всего на абсолютную величину M_v родительской галактики.

Кроме того, можно было бы использовать, так называемую, удельную частоту S_N [17] из нашего каталога, которая характеризует количество шаровых скоплений на единицу светимости галактики. Но по этой величине

не удастся как-то однозначно классифицировать СШСЗ, так как S_N является функцией не только от M_V , но и от количества скоплений в системе, т.е. от N_{GC} . Следовательно, можно интересоваться значениями S_N/N_{GC}

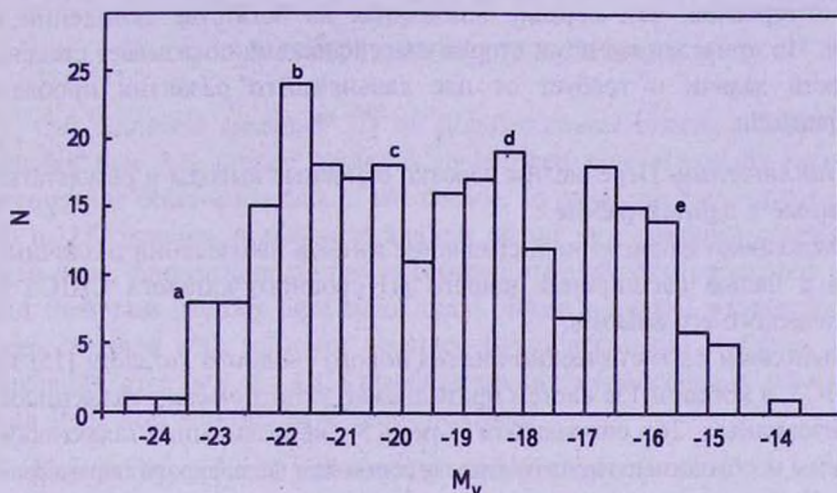


Рис.6. Гистограмма по абсолютной звездной величине родительской галактики.

На рис.6 дана гистограмма величины M_V . Видно, что в принципе можно опять-таки различать пять классов по M_V . Условные и, на наш взгляд, простые названия этих пяти классов с соответствующими значениями M_V и $\log(S_N/N_{GC})$ даны в табл.3.

Так, например, если абсолютная величина M_V родительской галактики равна или ярче $-22^m.5$, то ее СШСЗ может быть отнесена к чпу наиболее

Таблица 3

ВАРИАНТ КЛАССИФИКАЦИИ СШСЗ ПО M_V

Обозначение класса	Условные названия классов СШСЗ по степени их яркости	M_V родительской галактики	$\log(S_N/N_{GC})$	Количество СШСЗ	Наиболее характерные типы галактик
a	Ярчайшие	$\leq -22^m.5$	≤ -3	18	cD
b	Яркие	$-22^m.5 < M_V \leq -21^m.3$	$(-3; -2.5]$	48	E0-E3
c	Умеренно яркие с прерывистыми структурами	$-21^m.3 < M_V \leq -20^m$	$(-2.5; -2]$	43	E5, S0
d	Слабые по яркости с дискретной структурой	$-20^m < M_V \leq -17^m.5$	$(-2; -1]$	71	SB0
e	Наиболее тусклые или карликовые	$> -17^m.5$	> -1	61	dE0, dE5

ярких систем, а, если слабее, чем $-17^m.5$, то это - наиболее тусклые или карликовые системы.

Нам кажется, что полученная здесь вторая классификация СШСЗ менее интересная, чем первая, основанная на богатстве скоплений в системе. Но приведенная нами вторая классификация показывает степень сложности задачи и требует от нас дальнейшего развития проблем классификации.

5. Заключение. Перечислим коротко основные выводы и результаты, полученные в данной работе.

1. Выполнено накопление и сравнение данных наблюдений различных авторов с целью расширения нашего [1] сводного каталога СШСЗ и статистического его анализа.

2. Выполнен статистический анализ нового сводного каталога [15] из 252 СШСЗ, в котором 135 систем принадлежат эллиптическим галактикам, 88 - линзовидным, 24 - спиральным и лишь 5 - неправильным галактикам. Построены необходимые гистограммы по основным физическим параметрам СШСЗ. Количество шаровых скоплений в эллиптических галактиках явно зависит от степени их сжатия. При этом оно максимально в E0, а в E7 скопления отсутствуют вообще.

3. Найден эмпирические зависимости N_{gc} и $[Fe/H]$ от M_v родительской галактики для эллиптических и линзовидных галактик в отдельности. Зависимость N_{gc} от M_v является логарифмической, а металличность от M_v - описывается с достаточной точностью линейной функцией.

4. Предложены две простые классификации СШСЗ, состоящие из пяти классов каждая. Одна из них основана на степени богатства (или бедности) СШСЗ шаровыми скоплениями. Другая же - выполнена по абсолютной звездной величине M_v родительской галактики. В целом отмечено, что проблема классификации СШСЗ упирается порой на ряд противоречивых факторов и пока нельзя считать ее решенной полностью.

Отметим, что процесс пополнения каталога является непрерывным и следующий будущий новый сводный каталог СШСЗ должен содержать также спиральные галактики, достаточные для их статистического анализа.

Работа выполнялась в рамках гранта № Ф-2-54 ККРНТ РУз.

Кафедра астрономии и физики атмосферы Национального университета Узбекистана, e-mail: nur200848@mail.ru

GLOBULAR STAR CLUSTER SYSTEMS AROUND GALAXIES. I. SEARCH FOR STATISTICAL RELATIONSHIPS

S.N.NURITDINOV, I.U.TADJIBAEV

Our compiled catalogue [1] of globular cluster systems (GCS) around galaxies that was formed earlier is replenished now essentially taking into account the observation data of last decade. In result this catalogue is reached up to 252 systems. A statistical analysis of our new compiled catalogue has been done. Empirical relationships between main physical parameters of GCS and their host galaxies have been found. These statistical relationships have been obtained with sufficient accuracy for elliptical and lenticular galaxies separately. Problems of a GCS classification and a connection of these systems with their host galaxies have been discussed.

Key words: *galaxies: globular star cluster systems*

ЛИТЕРАТУРА

1. K.T.Mirtadjieva, S.N.Nuridinov, I.U.Tadjibaev, *Ulugh-Beg Lectures*, 1, 37, 2004.
2. М.Г.Абрамян, "Динамика вложенных гравитирующих систем", Автореферат на соиск. уч.ст. док.н., Ереван, 1986.
3. W.E.Harris, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 29, 543, 1991.
4. K.Ashman, S.Zepf, *Globular cluster Systems*, Cambridge, Cambridge University Press, 1998.
5. S. van den Bergh, *Astrophys. J.*, 492, 41, 1998.
6. K.Gebhardi, M.Kissler-Pating, *Astron. J.*, 118, 4, 1526, 1999.
7. A.Kundu, B.Whitmore, *Astron. J.*, 121, 6, 2950, 2001.
8. A.Kundu, B.Whitmore, *Astron. J.*, 122, 1251, 2001.
9. J.M.Lotz, R.Telford, H.C.Ferguson *et al.*, *Astrophys. J.*, 552, 572, 2001.
10. J.M.Lotz, B.W.Miller, H.C.Ferguson, *Astrophys. J.*, 613, 262, 2004.
11. R.Chandar, B.Whitmore, M.G.Lee, *Astrophys. J.*, 611, 220, 2004.
12. P.Goudfrooij *et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 343, 665, 2003.
13. K.L.Rhode *et al.*, *Astron. J.*, 134, 1403, 2007.
14. Ch.Liu *et al.*, *Astrophys. J.*, 728, 116, 2011.
15. <http://nuu.uz/about/484-compiled-catalogue-of-the-globular-cluster-systems-ii.html>
16. Галактики. Серия "Астрономия и астрофизика", Ред.-сост. В.Г.Сурдин, М.: Физматлит, 2013.
17. W.E.Harris, S. van den Bergh, *Astron. J.*, 86, 11, 1627, 1981.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ УДАР КАК ВОЗМОЖНЫЙ ФАКТОР СТРУКТУРНОЙ ЭВОЛЮЦИИ ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ЗВЕЗД В ГАЛАКТИКЕ

Г.А.МАЛАСИДЗЕ, Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Р.А.ЧИГЛАДЗЕ

Поступила 8 августа 2013

Помимо изолированных самогравитирующих динамических систем, особо важными следует считать исследование взаимодействующих влияний между различными галактическими образованиями. С учетом того, что степень свободы звездных систем намного больше степени свободы внутренней структуры отдельно взятой звезды, фактор реакции на внешнее воздействие этих систем носит более разнообразный характер. Целью настоящей работы является оценка интервала времени ошутимой структурной эволюции шаровых скоплений звезд в результате возможных гравитационных ударов при их прохождении через плоскость симметрии Галактики. Для 22-х шаровых скоплений с известными массами, радиусами, собственными движениями, а также некоторыми орбитальными элементами, определенными на базе одной трехкомпонентной модели Галактики, было установлено, что лишь очень редко, искомым интервал времени не превосходит возраст Галактики.

Ключевые слова: *Галактика: модель: скопление: гравитация: удар: эволюция: структура*

1. *Введение.* Наряду с изолированными гравитирующими динамическими системами, особо важным явлением следует считать исследование взаимодействующих влияний между различными галактическими образованиями. Известно, что приливные взаимодействия [1] могут обеспечить передачу энергии и момента импульса, которые способны были бы стимулировать изменения внутренней структуры разного рода звездных образований Галактики. Поскольку степень свободы звездных систем намного больше, чем степень свободы внутренней структуры отдельно взятой звезды, поэтому их реакции на внешнее воздействие более многообразнее. Наша основная цель состоит в описании процессов, происходящих при быстром прохождении шарового скопления звезд через плоскость симметрии Галактики. Здесь слова "быстрое" и "медленное" носят относительный характер в том смысле, что когда отношение между орбитальным периодом (или квазипериодом) и характерным временем изменения внешних сил - малая величина, тогда возможно применение адиабатических инвариантов, или в общем случае мультиполных разложений по времени для исследования такого явления, каким является сегрегация орбит.

Если это отношение великое, тогда возможно применение импульсного

приближения. Мгновенное изменение внешнего поля сил вызывает гравитационный удар.

Вполне ожидаемо и возможно, что существование орбит двух типов - общее свойство гравитирующих систем, одна из которых на внешние изменения реагирует гладко, а вторая - внезапно (очень резко). Реакция разных частей системы на воздействие может быть неодинаковой, что осложняет ее поведение. Например, гало шарового скопления звезд более сильно реагирует на резкие возмущения, чем его ядро.

2. Общая характеристика гравитационного ударного процесса.

При прохождении шарового скопления звезд через плоскость симметрии Галактики, оно будет испытывать гравитационные удары со стороны многих источников, какими являются встречающиеся там шаровые скопления, гигантские газо-пылевые туманности и усредненное гравитационное поле Галактики. Все они вместе образуют вдоль орбиты скопления быстро меняющихся условий. Для примера интересно рассмотреть сжимающийся удар, когда шаровое скопление пересекает плоскость симметрии Галактики [2]. Этот удар считается сжимающимся, поскольку с учетом долгопериодичности орбиты скоплений, плоскость симметрии Галактики как бы молниеносно появляется в центре скопления и также молниеносно исчезает. Суммарные приливные силы сразу заставляют скопление сначала сжиматься, а затем начинают колебаться. Перемещение фаз, затухание Ландау и парная релаксация постепенно перераспределяют энергию этого колебания вдоль скоплений. Когда скопление вновь возвращается в спокойное начальное состояние, т.е. в равновесное состояние, оно будет уже иметь новую структуру, предопределенную количеством энергии, поглощенной ею при ударе. Многократные последовательные удары могут обеспечить скопление достаточным количеством приобретенной энергии, чтобы начался процесс испарения звезд, или включался пусковой механизм термодинамической неустойчивости.

Для оценки количества переданной энергии, предположим, что орбита скоплений пересекает плоскость симметрии Галактики почти вертикально, так, чтобы ускорение зависело только от высоты z , т.е. $d^2z/dt^2 = g(z)$. Вертикальная скорость звезды относительно центра скопления, находящегося в точке с координатной z_c , является дифференциальной скоростью

$$v_z = \frac{dz}{dt} - \frac{dz_c}{dt}. \quad (1)$$

Дифференциальное ускорение этой же звезды, определенное дифференциальной (т.е. приливной) гравитационной силой в приближении первого порядка будет

$$\frac{dv_z}{dt} = g(z) - g(z_c) \approx \left. \frac{dg}{dz} \right|_{z=z_c} \cdot \Delta z, \quad (2)$$

где $\Delta z = z - z_c$. Суть импульсного приближения состоит в том, что звезда-член скопления переместится очень мало за интервал времени, в течение которого скопление пересекает галактическую плоскость. Поэтому $\Delta z \approx \text{const}$. Этот короткий интервал времени пересечения связан приблизительно с вертикальной постоянной скоростью скоплений соотношением

$$dz_c = v_{z_c} dt.$$

Согласно формулы (2), приближенно имеем:

$$\Delta v_z \approx \frac{\Delta z}{v_{z_c} - g_m} \int_{-g_m}^{g_m} dg(z_x) = \frac{2g_m}{v_{z_c}} \cdot \Delta z_c, \quad (3)$$

где $g_m = g_{\max}$ - максимальное ускорение над и под галактической плоскостью.

В течение интервала времени пересечения плоскости симметрии Галактики:

$$t_z = \frac{2z_m}{v_{z_c}}, \quad (4)$$

который начинается с высоты z_m , где $g = g_m$ - изменение, вызванное приливным ударом, т.е. $t_z \cdot \Delta v_z$, должно быть существенно мало по сравнению с Δz . Таким образом, условие, для которого приемлемо наше приближение, имеет вид

$$2z_m \Delta v_z \ll v_{z_c} \Delta z, \quad \text{или} \quad \frac{1}{2} v_{z_c} \gg 2z_m \cdot g_m. \quad (5)$$

Такая форма зависимости указывает на то, что работа, выполненная Галактикой на перемещение звезды - члена шарового скопления - должна быть намного меньше начальной энергии звезды.

Величина изменения ударом энергии единичной массы звезды будет:

$$\Delta E = \Delta \left(\frac{1}{2} \vec{V} \cdot \vec{V} \right) = \frac{1}{2} \left[2 \vec{V} \cdot \Delta \vec{V} + (\Delta \vec{V})^2 \right], \quad (6)$$

с точностью приближения второй степени. Многократное пересечение галактической плоскости скоплением за всю историю существования терпит много ударов. Хотя, поскольку ни пересечения плоскости симметрии Галактики и ни орбиты звезд-членов скопления не являются строго периодическими, $\vec{V}$ и $\Delta \vec{V}$ в общем случае не коррелируют между собой, поэтому $(\vec{V} \cdot \Delta \vec{V}) = 0$ - при осреднении по многократным пересечениям (или по множеству звезд скопления при однократном пересечении). Такая манипуляция дает

$$\Delta E = \frac{(\Delta \vec{V})^2}{2}.$$

Промежуток времени между ударами составляет примерно половину орбитального периода скопления, что и определяет приблизительную

скорость возрастания энергии

$$\frac{dE}{dt} = \frac{(\Delta \bar{V})^2}{P_c} = \frac{4g_m^2(\Delta z)^2}{P_c \cdot v_{z_c}^2}. \quad (7)$$

Для определения характерного времени τ_s , в течение которого гравитационные удары существенно меняют структуру скопления, используется явная зависимость

$$\tau_s \frac{dE}{dt} = T,$$

Средняя энергия T единичной массы звезды-члена шарового скопления, согласно теоремы вириала, равна $0.5\Phi_*$, поэтому получается выражение

$$\tau_s = \frac{\Phi_* P_c v_{z_c}^2}{8(\Delta z)^2 g_m^2}, \quad (8)$$

где $\Phi_* = \Phi(r_{max})$ - граничное значение потенциала скоплений с радиусом $r_* = r_{max}$.

Здесь интересно было бы рассмотреть широко апробированные сферические модели с выражением гравитационного потенциала Кузмина-Маласидзе [3]:

$$\Phi(r) = \Phi_0(\beta+1)(\beta+W)^{-1} + C, \quad (9)$$

где

$$W = \sqrt{1 + (\beta+1)(\beta+3) \frac{r^2}{r_0^2}}. \quad (10)$$

Очевидно, что при $r=0$, $\Phi_0 = \Phi(0)$ - значение потенциала в центре скопления, r_0 параметр, имеющий размерность длины, а β является структурным параметром потенциала, C - произвольная аддитивная постоянная.

Для закона изменения плотности массы было найдено, что

$$\rho(r) = \frac{(\beta+1)^2(\beta+3)\Phi_0}{4\pi G r_0^2} \frac{2\beta W^2 + 3W + \beta}{W^3(\beta+W)^3}, \quad (11)$$

где G - универсальная постоянная тяготения.

Для полной модельной массы, соответственно, имеем выражение

$$M_* = M(r_*) = 4\pi \int_0^{r_*} r^2 \rho(r) dr = \frac{\sqrt{\beta+1}}{\sqrt{\beta+3}} \frac{r_0 \Phi_0 (W_*^2 - 1)^{3/2}}{G W_* (\beta + W_*)^2}. \quad (12)$$

На границе модели, т.е. при $W_* = W(r_*)$ выполнено условие

$$2\beta W^2 + 3W + \beta = 0, \quad (13)$$

согласно которого находим, что

$$W_0 = -\frac{3 + \sqrt{9 - 8\beta^2}}{4\beta} \quad (14)$$

и интервалом изменения параметра β будет

$$-0.75\sqrt{2} \leq \beta < 0. \quad (15)$$

Произвольная постоянная C определяется выражением

$$C = -\Phi_0(\beta+1) \frac{1+\beta W_0}{W_0(\beta+W_0)^2}, \quad (16)$$

тогда как для параметров r_0 и Φ_0 , соответственно, имеем:

$$r_0 = \sqrt{\frac{1(\beta+1)(\beta+3)}{W_0^2-1}}, \quad (17)$$

$$\Phi_0 = \frac{GM_0}{r_0} \frac{W_0(\beta+W_0)^2}{|\beta+1|(W_0^2-1)}. \quad (18)$$

Формулу (8) можно записать так

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ О ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЯХ

№	NGC	$\log M_0 / M_\odot$	r_0 пк	V_α км/с	e	R_0 кпк	P_0 10^5 год	τ_0 10^{11} год	$\log \tau_0$	$ z _{\max}$ кпк
1	104	6.1	60.3	+33	0.07	7	16.73	0.70	10.84	3
2	288	4.9	37.0	+52	0.51	12	22.40	0.38	10.58	9
3	362	5.5	25.9	-73	0.80	10	13.09	1.96	11.29	8
4	4147	4.7	36.4	+160	0.59	52	187.03	15.16	12.18	46
5	5139	6.6	65.7	-87	0.63	7	8.90	9.55	11.98	3
6	5272	5.8	17.4	-106	0.48	13	26.03	24.39	12.39	12
7	5466	5.2	96.3	+225	0.75	52	161.97	18.94	12.28	50
8	5904	5.6	64.1	-202	0.83	37	90.91	52.99	12.72	33
9	6171	5.1	41.5	-43	0.22	3	3.86	0.05	9.70	3
10	6205	5.8	55.5	-114	0.53	21	50.85	17.28	12.24	21
11	6218	5.1	28.1	-168	0.38	6	9.06	2.63	11.48	5
12	6254	5.4	31.2	+197	0.28	5	7.72	5.55	11.74	5
13	6341	5.3	37.2	+70	0.86	11	14.38	0.87	10.94	5
14	6397	5.4	24.7	-103	0.35	6	9.37	2.32	11.37	2
15	6626	5.4	25.5	-45	0.25	2	2.02	0.09	9.95	1
16	6656	5.7	30.2	-113	0.55	10	16.39	7.99	11.90	2
17	6712	5.0	19.9	-133	0.92	7	6.96	1.42	11.15	4
18	6779	5.0	34.3	+15	0.81	33	77.85	0.12	10.08	5
19	6838	4.5	17.6	-2	0.19	7	14.27	0.24	10.38	0
20	6934	5.3	33.7	+254	0.49	32	99.53	97.44	11.94	22
21	7078	6.3	59.1	-197	0.60	37	111.20	335.20	13.52	30
22	7089	6.0	56.4	-306	0.67	28	68.65	262.90	13.42	24

$$\tau_s = \frac{GM_{\odot} v_c^2 P_c}{8(\Delta z)^2 g_m^2 r_*} \cdot \frac{M_*}{M_{\odot}}, \quad (19)$$

где $M_{\odot}$ - масса, а $GM_{\odot} \approx 132718 \cdot 10^6 \text{ км}^3 \text{ с}^{-2}$ - гравитационный параметр Солнца.

Для шаровых скоплений звезд в нашей Галактике и других спиральных галактиках типичными являются значения $\Delta z = 5 \text{ пк}$, $g_m = 10^{-8} \text{ см с}^{-2}$. В табл.1 приведены некоторые данные для 22 шаровых скоплений звезд [4] с известными массами, радиусами, кинематическими характеристиками и галактическими орбитальными элементами, оцененными на базе трехкомпонентной модели гравитационного потенциала Галактики [5]. В столбце со значениями $\log t$, для всех перечисленных скоплений убеждаемся, что лишь только очень редко величина $\log t$, не превосходит возраст Галактики. Этот результат вполне убедительно свидетельствует о неэффективности процесса возможного гравитационного удара в структурной эволюции шаровых скоплений звезд.

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

GRAVITATIONAL IMPACT AS A POSSIBLE FACTOR IN THE STRUCTURAL EVOLUTION OF THE GLOBULAR STAR CLUSTERS IN GALAXY

G.A.MALASIDZE, G.N.SALUKVADZE, R.A.CHIGLADZE

Besides from isolated self-gravitating dynamical systems should be consider as particularly important the study of interacting effects between the different galactic formations. With taking into account the degree of stellar system's freedom¹ is much greater than the degree of freedom of a single star internal structure, the reaction factor to an external effect of these systems has more diverse nature. The purpose of presented article is to assess the amount of time perceptible structural evolution of globular clusters as a result of the gravitational potential impacts at their pass through the plane of galaxy symmetry. For a 22 globular clusters with known masses, radiuses, proper motions, as well as some of the orbital elements defined on the basis of a three-component model of the galaxy, it was found that only very rarely the time interval does not exceed the age of the galaxy.

Key words: *Galaxy: model: cluster: gravity: impact: evolution: structure*

ЛИТЕРАТУРА

1. У.Салсау, Гравитационная физика звездных и галактических систем. Изд-во М., "Мир", 1989, с.457.
2. J.P.Ostriker, L.Spitzer, Jr., R.A.Chevelier, *Astrophys. J. Lett.*, 176, 1-51, 1972.
3. Г.Г.Кузмин, Г.А.Маласидзе, Публ. Тартуск. Астрофиз. Обсерв., 38, 180, 1969.
4. B.Dauphole, M.Geffert, J.Colin, M.Odenkirchen, H.J.Tucholke, *Astron. Astrophys.*, 313, 119, 1996.
5. B.Dauphole, J.Colin, *Astron. Astrophys.*, 1994, submitted (Proceeding in IAU Symposium 169) Unsolved Problems of the Milky Way 15-27 august, 1994. The Hague, The Netherlands.

СПЕКТРЫ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК. НЕПРЕРЫВНАЯ ЭМИССИЯ

Н.Д.МЕЛИКЯН

Поступила 6 сентября 2013

Принята к печати 6 декабря 2013

В данной статье приведены результаты спектральных исследований звездных вспышек. Показано, что, по крайней мере, во время сильных вспышек непрерывная эмиссия играет важнейшую роль, особенно в голубой части спектра. Этим и может быть объяснен тот факт, что эмиссионная линия H β во время максимума подавляется намного сильнее, чем линия H α . Получено распределение вспышечной энергии в спектральном диапазоне 4600 - 7200 Å для вспышки звезды UX UMa. Кроме того, зарегистрировано запаздывание максимальных значений эквивалентных ширин эмиссионных линий относительно максимума вспышки, а также их повышение до максимума при нахождении звезды в состоянии покоя. Ести постмаксимальное развитие эквивалентных ширин объясняется рекомбинационным излучением в линиях, то предвспышечное повышение интенсивностей линий остается непонятым. Зафиксированы также медленные и вспышкообразные изменения эмиссионных линий. Определены спектральные классы трех орионовых вспыхивающих звезд.

Ключевые слова: *звездные вспышки; спектры; непрерывная эмиссия*

1. *Введение.* Спектральные, фотометрические и колориметрические наблюдения вспыхивающих звезд типа UV Ceti являются важнейшими источниками получения наблюдательных характеристик звездных вспышек. Именно эти характеристики стали основой многочисленных гипотез и моделей, выдвинутых с появлениями первых результатов наблюдений и пытающихся объяснить физическую природу этого явления [1-13]. С появлением новых наблюдательных данных некоторые из предложенных моделей устарели, другие же остаются полезными лишь для объяснения наблюдательных характеристик сравнительно небольшого числа вспышек. И в настоящее время с появлением новых наблюдательных данных выдвигаются новые модели, в рамках которых можно объяснить лишь некоторые наблюдательные характеристики звездных вспышек [14-19].

Несмотря на большую ценность вышеуказанных теоретических моделей, все они в основном посвящены объяснению только вторичных проявлений внезапно освобожденной внутрезвездной энергии, так что сегодня, как и 60 лет назад, гипотеза Амбарцумяна [1] о выбросе наружу из недра звезды и распада остатков дозвездного вещества остается актуальной.

Исследования кривых блеска, результаты спектральных и колориметрических наблюдений свидетельствуют как о взрывном характере этого

явления, так и о нетепловом характере вспышечного излучения.

В последнее время интерес к вспыхивающим звездам возрастает. Обнаруживаются новые вспыхивающие звезды, новые области звездообразования богатые вспыхивающими звездами типа UV Ceti и молодыми неправильными переменными звездами типа Т Тау. Одновременное присутствие в молодых звездных системах этих двух типов молодых звезд еще раз свидетельствует об их молодости и об их возможной эволюционной связи [20].

Исследования вспыхивающих звезд в Бюраканской обсерватории начались еще в шестидесятые годы прошлого века. При возможности проводились также спектральные исследования звезд типа UV Кита окрестности Солнца и вспыхивающих звезд в молодых звездных системах [21-25].

Начиная с 1999г. в рамках разных наблюдательных программ, осуществленных на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, получено около 140 спектров для 9 вспыхивающих звезд окрестности Солнца и в ассоциации Ориона. Некоторые результаты зарегистрированных вспышек опубликованы в [24-28], причем полученные данные в основном подтверждают результаты ранее полученных спектральных исследований звездных вспышек [29-36]. Есть также новые интересные результаты.

В настоящей работе, помимо бюраканских наблюдений, использованы также результаты измерения эквивалентных ширин EWNa звезды EV Lac, выполненные еще в 1986г. в обсерватории Рожен (Болгария) [22]. Полученные данные позволяют следить за поведением эмиссионных линий во время вспышки и в спокойном состоянии этих вспыхивающих звезд, чего ранее нами не было сделано. Для трех вспыхивающих звезд ассоциации Ориона получено 12 спектров, что позволяет определить спектральные классы этих звезд.

2. Наблюдения. Спектральные наблюдения выполнены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, с помощью спектральных камер ВуиFOSC и SCORPIO. Все спектры получены с конечной линейной дисперсией 1.7 Å/пиксел. С каждой серией спектров получен спектр стандартной звезды.

Оценка изменения блеска звезды выполнена путем измерения интегрального потока излучения исследуемой вспыхивающей звезды и звезды сравнения в определенной спектральной области. Отметим, что ошибки измерений амплитуд изменения блеска звезд колеблются в пределах $\sigma(\Delta m) = 0^m.1 - 0^m.2$, а ошибки измерений эквивалентных ширин эмиссионных линий - $\sigma(EW) = 0.3 - 0.6 \text{ Å}$, в зависимости от экспозиции и яркости звезды. Методика наблюдений и измерений, обработки наблюдаемого материала, а также использованная аппаратура более подробно были описаны ранее в [24,25,28,37,38]. В табл.1 приводится журнал бюраканских наблюдений, где в соответствующих

столбцах даны: наименование звезды, дата наблюдений, использованная аппаратура, число полученных спектров (n), экспозиция каждого спектра в минутах и охваченная при наблюдениях спектральная область.

В работе использованы также спектральные наблюдения звезды EV Lac, выполненные на 2-м РКК телескопе обсерватории Рожен (Болгария) со спектрографом УАГС. Спектры получены в узкой спектральной области (6450-6650 Å), охватывающей линию $\text{H}\alpha$. Спектральное разрешение было равно 4 Å со средней дисперсией около 70 Å/мм. Во время этих наблюдений получено 35 спектров звезды с двухминутными экспозициями. Спектры оцифрованы на автоматическом микроденситометре PDS Бюраканской обсерватории [22].

Таблица 1

ЖУРНАЛ БЮРАКАНСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Звезда	Дата набл.	Аппаратура	n	Экс. (мин)	Сп. область
Ab 102	05.12.1999	ByuFOSC	3	20	5400-7600 Å
	08.12.1999		2	20	
T 55	05.12.1999		3	10	
	08.12.1999		2	10	
T 154	08.12.1999		2	10	
EV Lac	18.08.2000	SCORPIO	5	5	4050-7250 Å
	20.08.2000		1	5	
	06.09.2001		5	20	
	29.07.2002		5	20	
Ross 867	06.09.2001		3	10	
HU Del	15.08.2000	ByuFOSC	4	5	5400-7600 Å
	18.08.2000		5	5	
	20.08.2000		2	5	
	06.09.2000	SCORPIO	5	5	4050-7250 Å
	28.07.2002		10	5	
	29.07.2002		11	5	
	31.05.2012		9	2	
	02.06.2012		17	2	
WX Uma	18.05.2012		5	5	
VW Com	18.05.2012		8	3	
CM Dra	27.05.2012		20	2	
	31.05.2012		10	2	

3. Вспыхивающие звезды T 55, T 154 и Ab 102 в Орионе.

Наблюдения вспыхивающих звезд выполнены еще в декабре 1999г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью спектральной камеры ByuFOSC. Получены по 5 спектров для звезд T 55 и Ab 102 и 2 спектра для T 154. На рис.1 приведены спектры этих звезд в спектральном

диапазоне 5400-7600 Å. Из полученных спектров сразу видно, что звезды являются красными карликами.

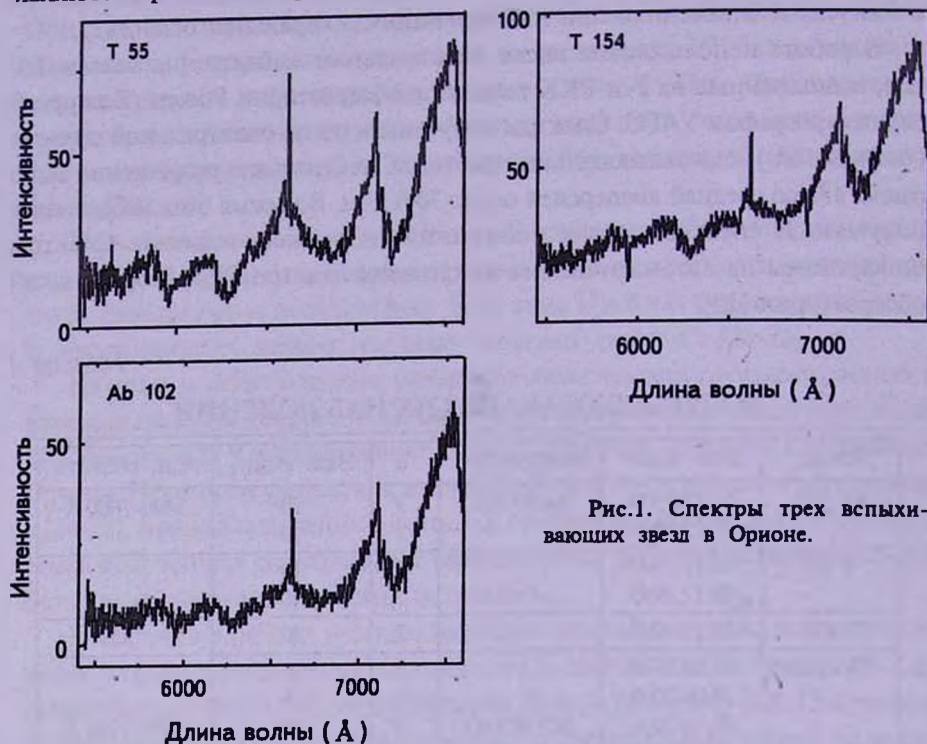


Рис.1. Спектры трех вспыхивающих звезд в Орионе.

Для спектральной классификации этих звезд в указанном спектральном диапазоне проанализированы наличие и интенсивность характерных полос TiO (5450 Å), CaOH (5550 Å), CaH (6346 Å, 6382 Å, 6389 Å), blend BaII с Ti, Fe и Ca на длине волны 6497 Å, полосы CaH(6750-7050 Å), молекулярного кислорода (6867-7000 Å) и полосы H₂O в участке 7186-7273 Å. В спектре звезды Ab 102 заметны слабые абсорбции TiO на длинах волн 6158 Å, 7054 Å, 7088 Å, 7194 Å. Согласно [39], где подробно анализируются спектральные характеристики звезд спектральных классов K5 - M9 в диапазоне 6300-9000 Å, показано, что поглощение в линиях CaH (6346 Å, 6382 Å, 6389 Å) интенсивны для спектральных классов K и постепенно исчезают у спектральных классов M4-M5. Полосы поглощения TiO (5450 Å) и CaOH (5550 Å), едва заметные у звезд K5, постепенно усиливаются, а у звезд спектрального класса M3 почти сливаются. Для классификации этих звезд мы пользовались также результатами работы [40], и методом, предложенным для классификации K-M звезд, основанным на количественном анализе некоторых наиболее важных спектральных полос [41]. Метод классификации звезд, предложенный в работе [41], уже был успешно

использован нами для классификации звезд спектрального класса М [42]. Применение вышеуказанных методов спектральной классификации [39-41] позволяет заключить, что 3 вспыхивающие звезды в области Ориона - это красные карлики, принадлежащие к спектральным классам, соответственно Т 55-K8, Т 154-K6 и Ab 102-M1. На основе спектральной классификации и фотометрических данных в минимуме блеска [43,44] определено, что звезды Т 55, Т 154 и Ab 102 находятся на расстояниях, соответственно 380 пк, 420 пк и 460 пк (среднее расстояние области Ориона равно ~400 пк). Большая разница в расстояниях может быть обусловлена как ошибками определения блеска звезды в минимуме, так и неравномерным распределением поглощения света в области Ориона.

На полученном наблюдательном материале измерены эквивалентные ширины эмиссионной линии $H\alpha$ и амплитуды изменения интегрального потока излучения на каждом спектре. В пределах ошибок изменений блеска этих звезд не обнаружено. В табл.2 приводятся данные о наблюдениях этих звезд и результаты измерений EW $H\alpha$ на каждом спектре. В соответствующих столбцах таблицы для каждого полученного спектра приводятся: дата наблюдений, начало экспозиции по UT, значение эквивалентной ширины эмиссионной линии $H\alpha$.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ОРИОНОВЫХ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

Звезда	Дата	UT	EW H α	Звезда	Дата	UT	EW H α
T 55 Ab 102	05.12.1999	19 ^h 55 ^m	4.2	T 55	08.12.1999	19 ^h 15 ^m	3.9
		20 06	3.9			19 26	3.9
		20 17	4.0	T 154		19 55	4.3
		21 08	8.1			20 06	4.5
		21 30	6.2	Ab 102		20 33	5.6
		21 51	6.6			20 54	5.4

4. *Спектры звездных вспышек.* Как указано выше, в работе использовано около 140 спектров 9 вспыхивающих звезд, полученных на 2.6-м телескопе, и 35 спектров звезды EV Lac, полученных еще в 1986г. на 2-м телескопе обсерватории Рожен [22]. Во время спектральных наблюдений зарегистрировано 6 вспышек у звезд HU Del, EV Lac и WX UMa [24,25,27,28]. Ниже более подробно обсуждается поведение эмиссионных линий как во время вспышек, так и в спокойном состоянии звезд.

4.1. *Эмиссионные линии во время вспышек.* Уже первые спектральные наблюдения звездных вспышек показали, что эквивалентные ширины эмиссионных линий достигают максимальных значений намного позже фотометрического максимума [29-31]. Дальнейшие наблюдения подтвердили

этот факт, а также показали, что запаздывание максимальных значений интенсивностей разных эмиссионных линий по отношению к фотометрическому максимуму разное - от нескольких мин до около часа [32-36].

Во время наших спектральных наблюдений зарегистрировано 6 вспышек у хорошо известных вспыхивающих звезд HU Del, EV Lac и WX UMa [24,25,28]. Во всех случаях подтверждаются ранее полученные результаты о том, что эквивалентные ширины эмиссионных линий достигают своих максимальных значений после фотометрического максимума вспышки [29-36].

Здесь нам хотелось бы обратить внимание на тот факт, что во время наших наблюдений зарегистрировано повышение интенсивности эквивалентных ширин не только после фотометрического максимума, но и до начала вспышки, а во время максимума блеска наблюдается значительное снижение значений эквивалентных ширин эмиссионных линий водорода.

На рис.2а, b, c приводятся изменения яркостей и эквивалентных ширин эмиссионных линий во время вспышек звезд HU Del, EV Lac и WX UMa.

На рис.2а показано изменение блеска и эквивалентной ширины вспышки звезды HU Del (14.08.2000) [24]. В течение приблизительно

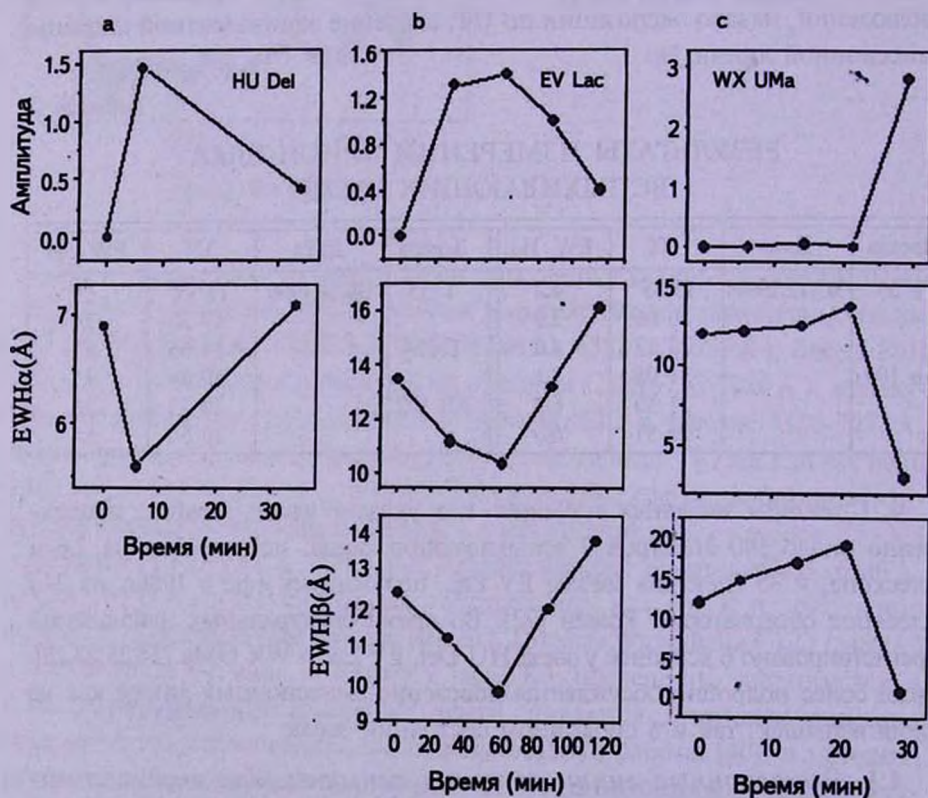


Рис.2а, b, c. Приводятся изменения яркостей и эквивалентных ширин эмиссионных линий во время вспышек звезд HU Del, EV Lac и WX UMa. По оси абсцисс время от начала первой экспозиции в минутах.

40 мин получено три спектра звезды с пятиминутными экспозициями. Первый спектр получен во время нахождения звезды в минимуме блеска ($\Delta t = 0$). Второй спектр охватывает зарегистрированный максимум вспышки ($\Delta t = 1^{\text{м}}.45$), а третий спектр звезды получен через 22 мин после максимума ($\Delta t = 0^{\text{м}}.42$). Как видно из рис.2а, в максимуме блеска звезды значение $\text{EWN}\alpha$ ниже, чем до и после максимума. Изменения блеска и эквивалентной ширины намного превышают ошибки их измерений.

Рис.2b представляет изменения блеска и эквивалентных ширин звезды EV Lac во время вспышки, зарегистрированной 06.09.2001 [25]. Это одна из самых мощных вспышек, зарегистрированных у данной звезды. Полученные спектры позволяют следить за ходом изменения эквивалентных ширин сильных эмиссионных линий $\text{H}\alpha$ и $\text{H}\beta$ и параллельно - за ходом изменения блеска звезды в течение около двух часов. Ошибки измерений эквивалентных ширин колеблются в пределах $\sigma_{(\text{EW})} = 0.25 - 0.45 \text{ \AA}$. Во время наблюдений получено 5 спектров звезды с 20-минутными экспозициями. На первом спектре звезда находится в спокойном состоянии. Последующие 4 спектра охватывают вспышку почти до минимума блеска звезды. Полная продолжительность этой вспышки приблизительно 1.5 часа. Время возгорания вспышки, по-видимому, порядка 30 мин. На рисунке хорошо видно, что параллельно с повышением блеска эквивалентные ширины $\text{EWN}\alpha$ и $\text{EWN}\beta$ синхронно уменьшаются и достигают минимума при максимуме блеска звезды. С затуханием яркости звезды после максимума значения эквивалентных ширин растут и достигают наибольшего значения приблизительно через 40 мин. Представляет особый интерес тот факт, что до начала вспышки значения эквивалентных ширин указанных эмиссионных линий, как и в случае вспышки у звезды HU Del, в среднем выше, чем в спокойном состоянии звезды. Средние значения эквивалентных ширин вне вспышек также подвергаются изменениям. Так, например, среднее значение в спокойном состоянии звезды $\text{EWN}\alpha = 4.5 \text{ \AA} \pm 0.2 \text{ \AA}$ ($n=6$) и $\text{EWN}\alpha = 5.6 \text{ \AA} \pm 0.2 \text{ \AA}$ ($n=5$), соответственно в 2000 и 2002г., а среднее значение $\text{EWN}\beta = 5.4 \text{ \AA} \pm 0.4 \text{ \AA}$ ($n=5$) в 2002г. Среднее значение $\text{EWN}\alpha = 6.5 \text{ \AA} \pm 0.5 \text{ \AA}$ получено при измерениях 35 спектров EV Lac. Эти спектры получены в августе 1986г. в течение одной ночи на 2-м РКК телескопе (Болгария) с двухминутными экспозициями. Сравнительно высокое среднее значение $\text{EWN}\alpha$, по-видимому, обусловлено высокой средней вспышечной активностью звезды во время этих наблюдений [22]. К такому же результату приводят исследования эквивалентных ширин на более чем 60 спектрах звезды HU Del.

Более уникальной можно считать вспышку звезды WX UMa, зарегистрированную 18.05.2012г. [27,28]. 5 спектров звезды получены приблизительно за 35 мин с пятиминутными экспозициями, и на последнем спектре зарегистрировано сильное повышение блеска звезды (до $3^{\text{м}}$). На

четырёх спектрах, полученных до подъёма блеска, зарегистрированы сильные изменения $EW_{H\alpha}$ и $EW_{H\beta}$. Результаты измерений интегрального блеска звезды и эквивалентных ширин представлены на рис.2с. Интересно, что на четырех спектрах, полученных до начала вспышки, блеск звезды и распределение энергии в спектре практически не меняются, но измерения показывают сильные изменения эквивалентных ширин: $EW_{H\alpha}$ - от 11.9 Å до 13.6 Å, и, $EW_{H\beta}$ - от 11.9 Å до 19.2 Å. Пятый спектр охватывает начало подъёма блеска. Если амплитуда изменения блеска, измеренного в спектральном диапазоне 4600-7250 Å, равна $\Delta m = 2^m.8$, то в спектральном диапазоне 4600-5200 Å амплитуда превышает $4^m.5$. Трудно оценить время возгорания и полную продолжительность этой вспышки. Эта одна из самых мощных вспышек, зарегистрированных у звезд типа UV Ceti окрестности Солнца, причем самая мощная у звезды WX UMa. Эквивалентные ширины показывают сильное понижение при подъеме блеска: $EW_{H\alpha} = 3.1\text{Å}$ и $EW_{H\beta} = 0.9\text{Å}$. Повторяется та же картина, что и в случае вспышек звезд HU Del и EV Lac, но в данном случае очень сильно выражено ослабление эквивалентных ширин во время максимума.

Из всех вспышек, зарегистрированных нами, только в случае вспышки звезды WX UMa спектр звезды изменился до неузнаваемости: спектр звезды

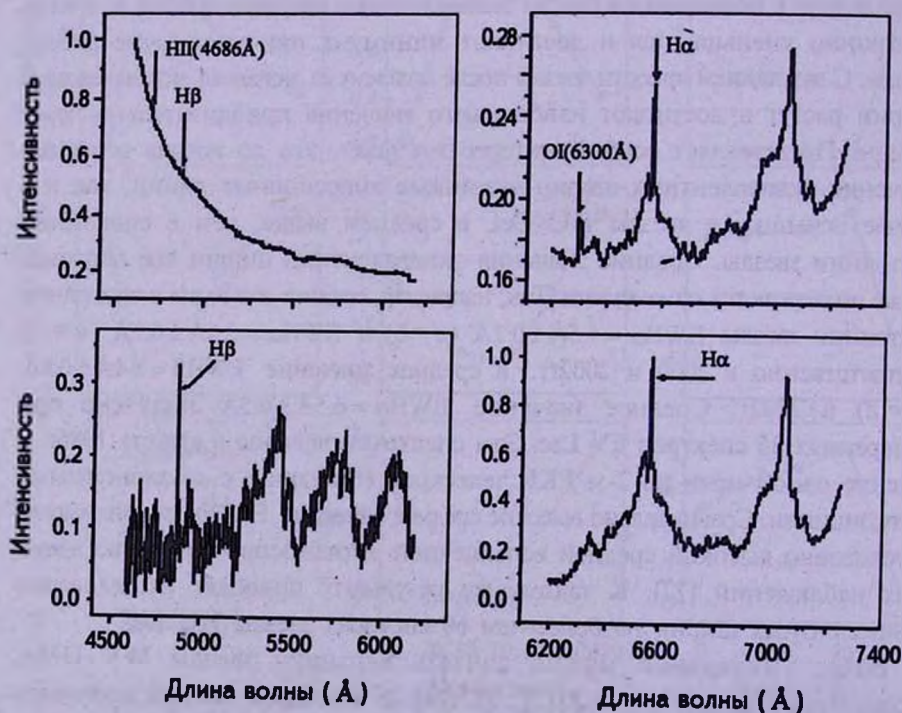


Рис.3. Спектры звезды WX UMa в спектральных диапазонах 4600-6200 Å (слева) и 6200-7250 Å (справа) во время вспышки и за 5 мин до нее.

красного карлика спектрального класса М6, в течение не более 5 мин, преобразовался в спектр звезды раннего В [28]. Изменения спектра особенно сильны в коротковолновой области спектра. Если распределение энергии в спектре звезды в диапазоне 6200-7250 Å во время вспышки почти не изменилось и остается характерным для звезды спектрального класса М, то в диапазоне длин волн 4600-6200 Å изменения настолько сильны, что в спектре исчезают все характерные черты карлика класса М. Во время вспышки вследствие внезапного появления мощного голубого излучения подавляются характерные для звезды карлика класса М полосы поглощения и сильно уменьшаются эквивалентные ширины эмиссионных линий $H\alpha$ и $H\beta$: значение эквивалентной ширины эмиссионной линии $H\beta$ во время максимума уменьшается более 20 раз. Отметим, что зарегистрировано только начало вспышки, и уже на спектре звезды виден слабый след эмиссионной линии $He\ II\ 4686\ \text{\AA}$. На рис.3 приводятся спектры звезды в спектральных диапазонах 4600-6200 Å (слева) и 6200-7250 Å (справа) во время вспышки и за 5 мин до нее. Верхние спектры представляют вспышку, а нижние спектры представляют звезду в спокойном состоянии. Спектры на рисунке нормированы по отношению к максимальным значениям интенсивности. Во время вспышки максимальное значение совпадает с длиной волны 4600 Å, а в спокойном состоянии звезды - с эмиссионной линией $H\alpha$. Столь сильное снижение значений эквивалентных ширин, несомненно, обусловлено в основном не реальным ослаблением излучения в этих линиях, а наложением мощной непрерывной эмиссии на излучение звезды. О появлении мощного голубого

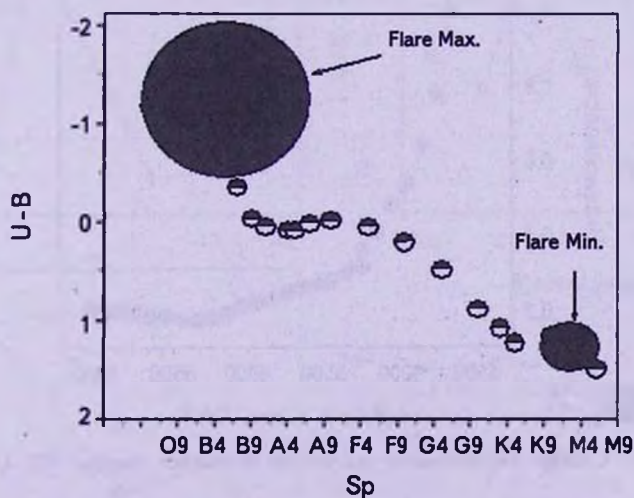


Рис.4. Положение звезд типа UV Ceti окрестности Солнца на диаграмме $(U-B) - Sp$. Использованы результаты синхронных UBV наблюдений более 300 вспышек. Эти звезды в минимуме блеска расположены достаточно компактно на нижнем правом углу диаграммы, тогда как в максимуме блеска по цветам вспышечного излучения $(U-B)$ они занимают место среди самых горячих звезд.

компонента в излучении звезды во время вспышек свидетельствует голубой цвет вспышек во время синхронных *UBV* наблюдений. Рис.4 представляет зависимость цвета ($U-B$) от спектрального класса для звезд Главной последовательности. Как видно, звезды типа *UV Cet* окрестности Солнца в минимуме блеска расположены достаточно компактно на нижнем правом углу диаграммы, тогда как в максимуме блеска цвета вспышечного излучения ($U-B$) f уже соответствуют спектральным классам *O-A*. Отметим, что для построения этой диаграммы использованы опубликованные данные синхронных *UBV* наблюдений для более 300 вспышек [45-49].

Зарегистрированные спектры звезды *WX UMa* позволяют получить распределение энергии вспышечного излучения (непрерывной эмиссии). Отметим, что спектры звезды, зарегистрированные в спокойном состоянии, практически неизменны: интегральный блеск звезды, измеренных в спектральном диапазоне 4600-7200 Å, изменяется в пределах $0^m - 0^m.1$. Вклад зарегистрированных изменений эмиссионных линий ничтожен. Для получения распределения энергии вспышечного излучения спектральный диапазон 4600-7200 Å разделен на 26 участков с шириной 100 Å. Интегрируя энергию, излученную в данных спектральных полосах во время вспышки и на спектре звезды в спокойном состоянии, и вычитая друг от друга, получим ход изменения вспышечного излучения (непрерывной эмиссии) в зависимости от длины волны. На рис.5 показан результат этих измерений. Как видно из рисунка, начиная с ~5500 Å вспышечное излучение стремительно растет в сторону коротких длин волн.

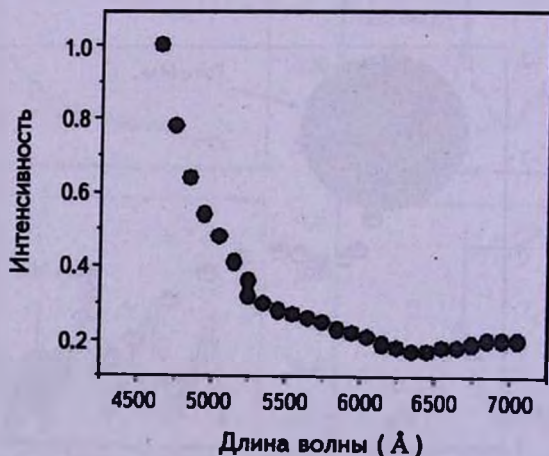


Рис.5. Спектр вспышечного излучения вспышки звезды *WX UMa*.

В случае двух слабых вспышек, зарегистрированных у звезд *HU Del* и *CM Dra* [28], трудно говорить о наличии четкой корреляции между блеском звезды во время вспышки и значениями эквивалентных ширины

эмиссионных линий, так как изменения этих величин незначительно превышают ошибки измерений. Но заметно, что во время максимума блеска звезды значения эквивалентных ширин эмиссионных линий в среднем ниже, чем их средние значения до и после максимума блеска.

Изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий обычно зарегистрированы не только во время вспышек, но и в спокойном состоянии вспыхающих звезд. Из данных табл.2 видно, что $EW_{H\alpha}$ у звезд Т 55 и Т 154 во время наблюдений в пределах ошибок измерений остается практически постоянной. У звезды Ab 102 на фоне неизменного интегрального блеска зарегистрировано достаточно сильное изменение $EW_{H\alpha}$. Если принимать, что среднее значение $EW_{H\alpha}$ в минимуме блеска звезды Ab 102 $EW_{H\alpha} = 5.5 \text{ \AA}$ (08.12.1999), то зарегистрированное значение $EW_{H\alpha} = 8.1 \text{ \AA}$ может быть результатом, по крайней мере, слабой вспышки. Анализ наших спектральных наблюдений вспыхающих звезд окрестности Солнца показывает, что, помимо слабых, медленных колебаний эквивалентных ширин эмиссионных линий вне вспышек, наблюдаются также их быстрые, вспышкообразные изменения. На рис.6 приводятся подобные изменения, зарегистрированные у звезд Ab 102, EV Lac и HU Del. На рисунке по оси ординат даны значения $EW_{H\alpha}$, а по оси абсцисс время от начала первой экспозиции в минутах. В случае звезд EV Lac и HU Del наблюдения проводились с двухминутными экспозициями и с приблизительно минутной

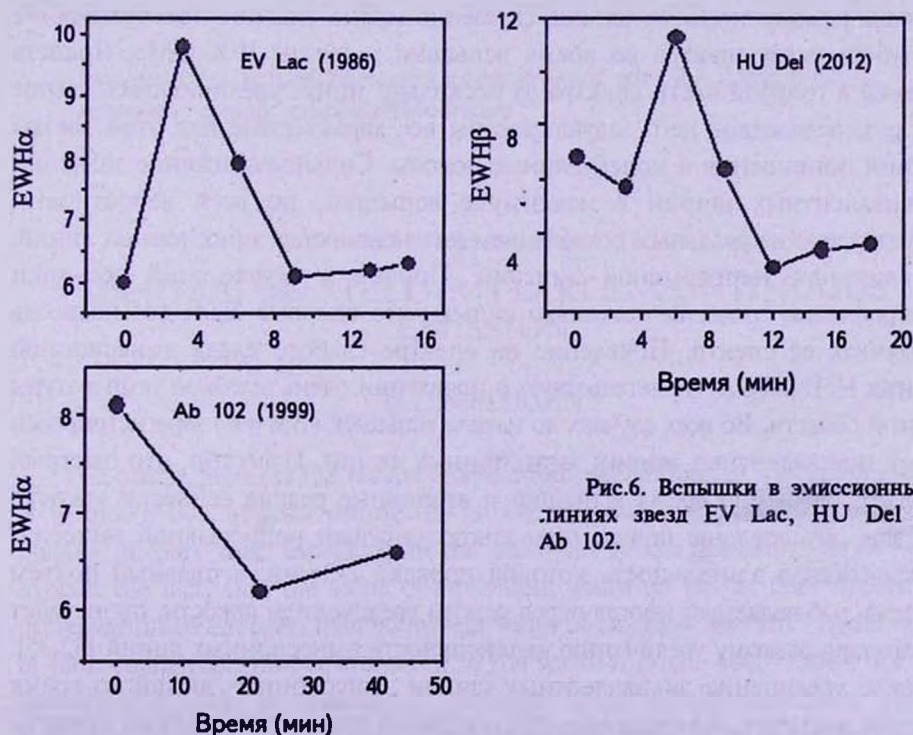


Рис.6. Вспышки в эмиссионных линиях звезд EV Lac, HU Del и Ab 102.

задержкой между двумя экспозициями, а наблюдения звезды Ab 102 проводились 20-минутными экспозициями. По всей вероятности, столь быстрые изменения интенсивностей эмиссионных линий могут наблюдаться в результате слабых по амплитуде, но быстротечных звездных вспышек.

5. *Заключение.* Таким образом, из приведенных выше наблюдательных данных можно отметить следующие важные результаты:

1. Выполнена спектральная классификация трех вспыхивающих звезд области Ориона. Все три звезды красные карлики спектральных классов K6 - M1: T154 - K6, T55 - K8 и Ab102 - M1. В среднем они принадлежат к более ранним спектральным классам, чем вспыхивающие звезды типа UV Ceti окрестности Солнца.

2. Зарегистрированы как медленные изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий H α и H β , так и их вспышкообразные изменения, происходящие в течение нескольких минут и, по всей вероятности, являющиеся следствием быстротечных и слабых по амплитуде вспышек. Действительно, если вспышка продолжается несколько секунд, а время интегрирования от 2-3 до 20 мин, то амплитуда вспышки сильно уменьшится и будет недоступна регистрации [50-52].

3. Наиболее важным результатом настоящей работы является регистрация минимальных значений эквивалентных ширин эмиссионных линий в максимуме вспышки и увеличение значений эквивалентных ширин до начала резкого подъема блеска. Особенно важно сильное преобразование голубой части спектра во время вспышки у звезды WX UMa. Яркость звезды в голубой части спектра за несколько минут увеличивалась свыше 40 раз, вследствие чего завуалированы все характерные для этой звезды линии поглощения и молекулярные полосы. Сильное снижение значений эквивалентных ширин в максимуме вспышки, по всей вероятности, обусловлено не реальным ослаблением интенсивностей эмиссионных линий, а влиянием непрерывной эмиссии. Причем в случае этой вспышки непрерывная эмиссия настолько сильна, что впервые была возможность получить ее спектр. Появление на спектре слабого следа эмиссионной линии HeII 4686 Å свидетельствует о появлении очень высокой температуры в этой области. Во всех случаях до начала вспышек ($\Delta m = 0$) зарегистрирован рост эквивалентных ширин эмиссионных линий. Известно, что быстрый подъем блеска во время вспышки и вторичные резкие всплески яркости звезды обусловлены появлением короткоживущей непрерывной эмиссии, эффективная длительность которой порядка 2-3 мин, а плавный подъем блеска, наблюдаемый иногда перед резким увеличением яркости, происходит благодаря резкому увеличению интенсивности эмиссионных линий [32,35]. Резкое увеличение эквивалентных ширин эмиссионных линий во время наших вспышек, по-видимому, обусловлено плавным подъемом яркости

звезды достаточно малой амплитуды. Запаздывания максимальных значений $EWN\alpha$ и $EWN\beta$ по отношению к фотометрическому максимуму наблюдаются всегда, и результаты наших наблюдений подтверждают ранее известные [29-36]. Рассмотрение хода изменения яркости звезды и эквивалентных ширин после максимума вспышки подтверждает ранее сделанное заключение о том, что запаздывание максимума эквивалентных ширин эмиссионных линий относительно максимума блеска вспышки обусловлено как угасанием непрерывной эмиссии, так и реальным увеличением интенсивности эмиссионных линий [53,54]:

Таким образом, согласно предположению Амбарцумяна [1], явление непрерывной эмиссии у звезд типа UV Ceti связано со вспышкой, и возрастание блеска звезды происходит большей частью за счет этой непрерывной эмиссии, часто настолько сильной, что приходится говорить уже о совершенно измененном распределении энергии по спектру, особенно в голубой его части. Для понимания природы непрерывной эмиссии целесообразно рассмотреть те вспышки, при которых это явление выражено в наиболее резком и наиболее чистом виде. По-видимому, именно с такой вспышкой мы имеем дело, по крайней мере, в случае вспышки WX UMa. Отметим, что подробный анализ нескольких вспышек разных мощностей приводит к заключению, что при мощных вспышках наблюдается сильное отклонение от ожидаемого теплового излучения, тогда как при слабых вспышках излучения более близки к излучению абсолютно черного тела [55].

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

SPECTRA OF STELLAR FLARES. CONTINUOUS EMISSION

N.D.MELIKIAN

The article presents the results of spectral investigations of the stellar flares. It is shown that at least during the strong flares the continuous emission is playing primary role, especially in the blue part of the spectrum. This could explain the fact, that the value of equivalent width of $H\beta$ at flare maximum decreased much stronger, than equivalent width of emission line $H\alpha$. Distribution of flare energy(continuous emission) in the spectral range 4600-7200Å for the flare of WX UMa is received. In addition, delays of the equivalent widths maximum relative to continuum maximum are registered, as well as their

preflare increase at star's quiescent state is detected. If the postmaximum development of equivalent widths could be explained due to recombination radiation in the lines, the preflare increase of line intensities remains incomprehensible. Slow and flare like variations of emission lines are also detected. The spectral classes for 3 Orion flare stars are determined.

Key words: *stellar flares: spectrum: continuous emission*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Сообщ. БАО, 13, 1954.
2. K.C.Gordon, G.E.Kron, Publ. Astron. Soc. Pacif., 61, 210, 1949.
3. J.L.Greenstein, Publ. Astron. Soc. Pacif., 62, 156, 1950.
4. G.R.Burbidge, E.M.Burbidge, Observatory, 75, 212, 1955.
5. E.Schatzman, in: Nonstable Stars, Ed. G.H.Herbig, Cambridge, p.200, 1957.
6. Д.А.Франк-Каменицкий, Астрон. ж., 40, 235, 1963.
7. В.Г.Горбачук, Астрон. ж., 41, 53, 1964.
8. Р.Е.Гершберг, Изв. КРАО, 32, 133, 1964.
9. A.D.Andrews, Irish Astron. J., 7, 20, 1965.
10. W.E.Kunkel, "An Optical Study of Stellar Flares", Dissertation, 1967.
11. Г.А.Гурзадян, Астрофизика, 1, 319, 1965.
12. И.А.Климишин, Астрометрия и Астрофизика, 8, 30, 1969.
13. В.П.Гринин, В.В.Соболев, Астрофизика, 13, 587, 1977.
14. В.В.Соболев, В.П.Гринин, "Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun", 9th Cambridge Workshop, ASP Conf. Series, vol.109, eds. R.Pallavicini and A.K.Dupree, 1996.
15. D.J.Christian, M.Mathioudakis, D.Jevremovic et al., Astrophys. J., 593, L105, 2003.
16. B.Fuhrmeister, J.H.M.M.Schmitt, P.H.Hauschildt, Astron. Astrophys., 511, A83, 2010.
17. J.C.Allred, S.L.Hawley, W.P.Abbett, M.Carlsson, Astrophys. J., 644, 484, 2006.
18. L.M.Walkowicz, C.M.Johns-Krull, S.L.Hawley, Astrophys. J., 677, 593, 2008.
19. A.F.Kowalski, S.L.Hawley, J.A.Holtzman et al., Astrophys. J., 714, L98, 2010.
20. В.А.Амбарцумян, Астрофизика, 6, 31, 1970.
21. I.Jankovics, N.D.Melikian, M.K.Tsvetkov, IBVS, 1779, 1980.
22. Н.Д.Меликян, М.К.Цветков, Р.А.Саркисян, Астрофизика, 37, 569, 1994.
23. Н.Д.Меликян, В.В.Амбарян, К.Н.Гранкин, С.Д.Якубов, Астрофизика, 38, 103, 1995.
24. В.С.Тамазян, Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Р.Ш.Нацелишвили, Астрофизика, 48, 335, 2005.
25. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Р.Ш.Нацелишвили,

Астрофизика, 49, 488, 2006.

26. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, А.Л.Самсонян, Астрофизика, 54, 377, 2011.
27. N.D.Melikian, R.Sh.Natsvlishvili, V.S.Tamazian, A.A.Karapetian, IBVS, 6031, 2012.
28. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Р.Ш.Нацелишвили, А.А.Карапетян, Астрофизика, 56, 13, 2013.
29. Р.Е.Гершберг, П.Ф.Чугайнов, Астрон. ж., 43, 1168, 1966.
30. Р.Е.Гершберг, П.Ф.Чугайнов, Астрон. ж., 44, 260, 1967.
31. Е.Гершберг, Н.И.Шаховская, Астрон. ж., 48, 934, 1971.
32. B.W.Vopp, T.J.Moffett, Astrophys. J., 185, 239, 1973.
33. B.W.Vopp, Astrophys. J., 193, 389, 1974.
34. B.W.Vopp, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 168, 255, 1974.
35. T.J.Moffett, B.W.Vopp, Astrophys. J. Suppl. Ser., 31, 61, 1976.
36. B.W.Vopp, F.Fekel, Astron. J., 82, 490, 1977.
37. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 44, 265, 2001.
38. С.Акопян, С.К.Балаян, Астрофизика, 47, 443, 2004.
39. J.D.Kirkpatrick, T.J.Henry, D.W.McCarthy, Astrophys. J., Suppl. Ser., 77, 417, 1991.
40. J&J-C.Jaschek, M.Jaschek, "Classification of Stars", Cambridge Univ. Press, 1987.
41. V.Malyaio, M.O.Oestreicher, Th.Schmidt-Kaler, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 286, 500, 1997.
42. Н.Д.Меликян и др., Астрофизика, 46, 17, 2003
43. G.Haro, E.Chavira, Bol. Obs. Tonantzintla, 32, 59, 1969.
44. Р.Ш.Нацелишвили, Вспыхивающие Звезды в Областях Ориона и Плеяды, канд. дис., Бюракан, 1988.
45. Н.Н.Килячков, Н.Д.Меликян, Л.В.Мирзоян, В.С.Шевченко, Астрофизика, 15, 423, 1979.
46. Н.Н.Килячков, Н.Д.Меликян, Л.В.Мирзоян, В.С.Шевченко, Астрофизика, 15, 605, 1979.
47. N.D.Melikian, N.N.Kiljachkov, O.I.Stalbovsky et al., IBVS, 1546, 1979.
48. N.D.Melikian, I.Jankovics, N.N.Kiljachkov et al., IBVS, 2038, 1981.
49. T.J.Moffett, Astrophys. J., Suppl. Ser., 273, 29, 1974.
50. Л.В.Мирзоян, Вспыхивающие Звезды, Фуоры, и Объекты Хербига-Аро, тр. симпозиума по проблеме "Физика и эволюция звезд", ред. Л.В.Мирзоян, Ереван, 1980, с.45.
51. Э.С.Парсямян, Сообщ. Бюракан. Обсерв., 57, 79, 1985.
52. Н.Д.Меликян, Сравнительное Исследование вспышек вспыхивающих звезд в звездных ассоциациях и скоплениях и звезды UV Cet, канд. дис., Ереван, 1984.
53. П.Ф.Чугайнов, Изв.КрАО, 38, 200, 1968.
54. T.J.Moffett, D.S.Evans, G.Ferland, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 178, 149, 1977.
55. B.Rockenfelder et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 367, 407, 2006.

О РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ ПОСЛЕ СКАЧКОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, Д.БАГДАСАРЯН

Поступила 4 декабря 2013

Рассмотрена динамика вращения сверхтекучей нейтронной звезды для изучения релаксации угловой скорости пульсаров после их скачков. Исследовано движение нейтрон-протонной вихревой системы с учетом сферичности сверхтекучего ядра и явлений пиннинга и депиннинга вихрей. Получено релаксационное решение для угловой скорости вращения пульсара после скачков. Для сравнения этого решения с наблюдательными данными пульсара Vela решена обратная задача нахождения начального распределения вихрей сразу после скачка.

Ключевые слова: *пульсары: угловые скорости: релаксация*

1. *Введение.* Пульсары представляют собой одно из проявлений нейтронных звезд, обнаруженных в электромагнитном спектре излучения как источники периодических импульсов радиоволн. Импульсный характер излучения позволил определить период вращения пульсара, так как предполагается, что источник излучения синхронно вращается с пульсаром [1]. Значения периодов вращения P радиопульсаров лежат в интервале от нескольких миллисекунд до порядка 1 с [2,3]. Как показывают наблюдения, период вращения пульсаров постоянно увеличивается из-за потерь энергии вращения. Так называемое вековое изменение периода пульсаров порядка $\dot{P}/P \sim 10^{-18} - 10^{-12} \text{ с}^{-1}$.

Некоторые пульсары проявляют своеобразную активность, при которой угловая скорость вращения Ω и ее производная $|\dot{\Omega}|$ внезапно увеличиваются, после чего релаксируют в основном к своему значению перед скачком [4,5]. Скачки угловой скорости наблюдались у около 100 пульсаров [3]. Анализируя активность проявлений скачков и их относительную величину $\Delta\Omega/\Omega$, можно выделить две группы пульсаров. К первой группе можно отнести пульсары типа Vela PSR B0833-45 и Crab PSR J0531-21 и им подобные, величина скачков которых порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-9} - 10^{-6}$, время между скачками порядка 2-3 года, но корреляции между этими величинами отсутствуют. К второй группе пульсаров можно отнести пульсары PSR J0537-6910 и PSR B1338-62 [3], которые периодически проявляют скачки, а величина скачка $\Delta\Omega/\Omega$ коррелирует с временем t_s между скачками, т.е. при больших значениях t_s величина скачка оказывается большой.

Общепризнанной моделью пульсара является намагниченная нейтронная звезда с массой порядка $M \sim M_{\odot}$ и радиусом порядка $R \sim 10$ км. При вращении намагниченная нейтронная звезда теряет кинетическую энергию вращения из-за магнитодипольного излучения, а довольно широкий интервал значений $\dot{P}/P$ можно объяснить значением магнитного поля на поверхности звезды порядка $B \sim 10^9 - 10^{13}$ Гс. Изучение свойств материи в недрах нейтронных звезд при плотностях порядка $\rho \sim 10^{14}$ г/см³ указывает на наличие сверхтекучести нейтронов и сверхпроводимости протонов в пульсарах. На наличие слабосвязанной сверхтекучей компоненты указывает и релаксационное поведение угловой скорости вращения пульсара после скачков. Как показывают наблюдения за пульсарами, кривые зависимостей угловой скорости вращения $\Omega(t)$ и ее производной $\dot{\Omega}(t)$ от времени имеют сложную структуру и описываются либо суммой экспоненциальных функций [6], либо полиномиальной зависимостью [7]. Характерные времена релаксации угловой скорости после скачков меняются в широком интервале от порядка одного часа до нескольких сот дней. Релаксационное поведение угловой скорости пульсаров после скачков можно объяснить в рамках сверхтекучей модели нейтронной звезды. Замедление вращения угловой скорости нормальной компоненты, происходящее под воздействием внешнего момента тормозящих сил, сопровождается также непрерывной передачей внутреннего момента количества вращения от сверхтекучей компоненты к нормальной компоненте. В этом случае главным вопросом теории, объясняющей релаксацию угловой скорости пульсаров, становится выяснение механизма, связывающего сверхтекучую и нормальную компоненты нейтронной звезды. В работах [8,9] показано, что из-за "эффекта увлечения" сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами в ядре нейтронной звезды возникает система нейтрон-протонных вихревых кластеров, параллельных оси вращения звезды. В кластерах генерируется магнитное поле порядка 10^{14} Гс, и движение намагниченных нейтронных вихрей во время замедления звезды сопровождается трением, обусловленным рассеянием электронов на магнитном поле кластера. Такое взаимодействие между двумя компонентами нейтронной звезды позволило ввести время динамической релаксации, которое показывает характерное время установления стационарного вращения после внезапного изменения угловой скорости вращения одного из компонент. Далее, в работах [10,11] рассматривались такие особенности движения вихревой системы при замедлении звезды, как пиннинг и депиннинг нейтронных вихрей. С учетом этих явлений получены релаксационные решения, описывающие поведение угловой скорости вращения нейтронной звезды и ее производной после скачков. Эти решения сравнивались с данными наблюдений за величинами $\Omega(t)$ и $\dot{\Omega}(t)$, что позволило получить информацию о начальном распределении вихрей сразу после скачка, а также позволило выяснить роль явлений пиннинга и

депиннинга в установлении этого распределения. В вышеуказанных исследованиях динамики движения вихревой системы в ядре нейтронной звезды считалось, что плотность вещества и коэффициент трения вдоль прямолинейного вихря остаются постоянными, т.е. исследования проводились в предположении о наличии цилиндрической симметрии. Очевидно, что эти величины зависят от сферического радиуса звезды и меняются вдоль нейтронного вихря.

Цель данной работы - исследовать движение нейтрон-протонного вихревого кластера в сверхтекучем сферическом ядре нейтронной звезды и получить новую информацию о влиянии распределения вихрей до и после скачков на параметры наблюдаемой релаксации угловой скорости пульсаров.

2. *Основные уравнения динамики вращения двухкомпонентной нейтронной звезды.* В сверхтекучем ядре вращающейся нейтронной звезды возникает решетка вихревых кластеров, параллельных оси вращения звезды. Вокруг каждого вихря циркуляция скорости сверхтекучей компоненты квантована. Этот факт описывается уравнением

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

где

$$\vec{v}_s = [\vec{\Omega}_s, \vec{r}], \quad (2)$$

$\vec{\Omega}_s$ - угловая скорость вращения сверхтекучей жидкости, $n(\vec{r}, t)$ - плотность вихрей, $\vec{\vartheta}_0$ - вектор, направленный вдоль вихря и с модулем, равным кванту циркуляции скорости $\vartheta_0 = \pi\hbar/m_n$, m_n - масса нейтрона. Из-за аксиальной симметрии вращения в цилиндрической системе координат из (1) и (2) получим первое уравнение, описывающее динамику вращения сверхтекучей компоненты:

$$\frac{\partial(\Omega_s r^2)}{\partial r} = \vartheta_0 n r. \quad (3)$$

При замедлении вращения нейтронной звезды плотность вихрей должна уменьшаться, т.е. вихри двигаются к границе ядра и коры нейтронной звезды. Движение вихрей подчиняется уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n \vec{v}_L) = 0, \quad (4)$$

где $\vec{v}_L$ - локальная скорость вихря. В цилиндрических координатах уравнение (4) примет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (n r v_r), \quad (5)$$

при этом учтено также, что скорость вихрей $\vec{v}_L$ зависит только от цилиндрического радиуса r . Уравнение (5) - второе уравнение динамики вращения сверхтекучей компоненты нейтронной звезды.

При движении вихрей на них действуют силы со стороны как сверхтекучей компоненты, так и со стороны нормальной компоненты. Так как вихрь обтекается сверхтекучей жидкостью, на него действует сила Магнуса, пропорциональная разности скоростей вихря и сверхтекучей жидкости. Кроме этого, на движущийся вихрь действует сила трения, обусловленная взаимодействием нормальной сердцевины вихря с нормальной компонентой и пропорциональная разности скоростей вихря и нормальной компоненты. Окончательно уравнение движения вихря имеет вид [8]:

$$\rho_s(\bar{r})[\bar{v}_L - \bar{v}_s, \bar{\Theta}_0] - \eta(\bar{r})(\bar{v}_L - \bar{v}_e) - \beta(\bar{r})[\bar{v}_L - \bar{v}_e, \bar{\Theta}_0] = 0, \quad (6)$$

где ρ_s - плотность сверхтекучей жидкости, $\bar{v}_e$ - скорость нормальной компоненты, η и β - коэффициенты, соответственно, поперечного и продольного трений. При написании уравнения (6) в работах [8, 10, 11] было принято, что величины ρ_s , η и β зависят от цилиндрического радиуса r . Между тем ясно, что в сферическом ядре медленно вращающейся нейтронной звезды эти величины зависят от сферического радиуса R . Следовательно, вдоль прямолинейного вихря, разные точки которого находятся на разных расстояниях от центра звезды, величины ρ_s , η и β не постоянны. В этом случае уравнение (6) можно усреднить, интегрируя его по координате z , т.е. по длине вихря:

$$\int_{-l/2}^{l/2} \rho_s(\bar{R})[\bar{v}_L - \bar{v}_s, \bar{\Theta}_0] dz - \int_{-l/2}^{l/2} \eta(\bar{r})(\bar{v}_L - \bar{v}_e) dz - \int_{-l/2}^{l/2} \beta(\bar{r})[\bar{v}_L - \bar{v}_e, \bar{\Theta}_0] dz = 0. \quad (7)$$

Так как скорости вихря $\bar{v}_L$, сверхтекучей и нормальной компонент $\bar{v}_s$ и $\bar{v}_e$ не зависят от координаты z , то уравнение (7) можно записать в следующем виде

$$\bar{\rho}_s(\bar{r})[\bar{v}_L - \bar{v}_s, \bar{\Theta}_0] - \bar{\eta}(\bar{r})(\bar{v}_L - \bar{v}_e) - \bar{\beta}(\bar{r})[\bar{v}_L - \bar{v}_e, \bar{\Theta}_0] = 0, \quad (8)$$

где $\bar{\rho}_s$, $\bar{\eta}$ и $\bar{\beta}$ - средние значения величин ρ_s , η и β и зависят теперь только от цилиндрического радиуса r .

Если скорость вихря представить в виде [10]

$$\bar{v}_L = [\bar{\Omega}_s, \bar{r}] + v_r \hat{e}_r + v_\varphi \hat{e}_\varphi, \quad (9)$$

то решения уравнения (8) для неизвестных компонент скорости вихря v_r и v_φ относительно нормальной компоненты имеют вид [10]:

$$v_r = k(\bar{\Omega}_s - \bar{\Omega}_e)r, \\ v_\varphi = \frac{k}{1+k^2} v_r, \quad (10)$$

где

$$k = \frac{(\Theta_0 \bar{\rho}_s - \bar{\beta})/\bar{\eta}}{1 + \left(\frac{\Theta_0 \bar{\rho}_s - \bar{\beta}}{\bar{\eta}} \right)^2}.$$

Отметим, что в ядре нейтронной звезды выполняется условие $\bar{\eta} \gg \bar{\rho}_s \vartheta_0 (1 - \bar{\beta}/\bar{\rho}_s \vartheta_0)$, при котором имеем также $k \ll 1$. Эти условия мы учтем в дальнейшем.

Отметим здесь, что уравнение (8) имеет место для вихрей, движущихся относительно нормальной и сверхтекучей компонент звезды. Некоторое количество вихрей может закрепляться к центрам пиннинга и вращаться с нормальной компонентой. Для пиннингованных вихрей их локальная скорость равна нулю $\bar{v}_L = 0$. Если обозначить плотность пиннингованных вихрей n_p , то уравнение (5) примет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} ((n - n_p) r v_r), \quad (11)$$

а из (3) и (11) можно получить уравнение,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Omega_s, r^2) = -\vartheta_0 (n - n_p) r v_r. \quad (12)$$

описывающее временное поведение угловой скорости сверхтекучей компоненты звезды.

3. *Уравнение вращения нейтронной звезды.* Общеизвестно, что нейтронная звезда замедляется из-за излучения во всем электромагнитном спектре. Согласно наблюдениям и современным теориям, тормозящий звезду момент сил зависит от угловой скорости вращения степенным законом $K_{ext} \sim \Omega^n$. Значительное изменение угловой скорости вращения звезды может произойти за время, сопоставимое с временем жизни $\tau_0 \sim \Omega/2|\dot{\Omega}|$, что для пульсара Vela составляет порядка 10^4 лет. Между тем характерные времена релаксации угловой скорости пульсара Vela после скачков достигают значения нескольких сот дней, следовательно, за период между скачками угловой скорости пульсара можно принять, что тормозящий звезду момент сил остается постоянным: $K_{ext} = \text{const}$.

Теперь получим уравнения для нормальной и сверхтекучей компонент нейтронной звезды. Уравнение вращения нормальной компоненты имеет вид:

$$I_s \frac{d\Omega_s}{dt} = K_{int} + K_{ext}, \quad (13)$$

где K_{int} - внутренний момент сил, действующий со стороны сверхтекучей компоненты, I_s - момент инерции нормальной компоненты. Момент внутренних сил трения между нормальной и сверхтекучей компонентами имеет вид:

$$K_{int} = \iint [\bar{F}_{\text{тр}}, \bar{r}] n(\bar{r}, t) dV, \quad (14)$$

где $\bar{F}_{\text{тр}} = \eta(\bar{v}_L - \bar{v}_s)$ - сила трения на единицу длины нейтронного вихря. Если использовать выражения (9) и (10) для скорости вихря и ее компонент

и учесть, что пиннингованные вихри вращаются с нормальной компонентой звезды, то для внутреннего момента сил можно получить выражение [10]

$$K_{int} = - \int_0^{I_s} \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} dI_s, \quad (15)$$

где I_s - момент инерции сверхтекучей компоненты. С учетом (15), уравнение (13) вращения нормальной компоненты примет окончательный вид

$$I_s \frac{d\Omega_s}{dt} + \int_0^{I_s} \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} dI_s = K_{ext}. \quad (16)$$

Уравнение вращения сверхтекучей компоненты нейтронной звезды можно получить из уравнения (12), интегрируя его по сверхтекучей области:

$$\int_0^{I_s} \frac{\partial \Omega_s}{\partial t} dI_s + \oint_0^{I_s} (n - n_p) \frac{v_r}{r} dI_s = 0. \quad (17)$$

Уравнения (16) и (17) мы будем применять для изучения релаксации угловой скорости пульсаров после скачков, если будет известна зависимость плотности пиннингованных вихрей n_p от времени.

4. Пиннинг и депиннинг нейтронных вихрей. Как указывалось выше, движение вихрей при замедлении звезды сопровождается их пиннингом и депиннингом. Эти явления приводят к временной зависимости плотности пиннингованных вихрей, которая входит в уравнение (17). В работе [10,11] были введены характерные времена пиннинга τ_p , в течение которого движущийся нейтронный вихрь может закрепляться к центру пиннига и депиннинга τ_d , в течение которого пиннингованный вихрь может освободиться. В соответствии с этим уравнение, определяющее зависимость плотности пиннингованных вихрей от времени, запишется в виде:

$$\frac{\partial n_p(r, t)}{\partial t} = \frac{n(r, t) - n_p(r, t)}{\tau_p(r)} - \frac{n_p(r, t)}{\tau_d(r)}. \quad (18)$$

Так как относительные изменения угловой скорости пульсаров во время скачков малы: $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6} + 10^{-9}$, то можно принять, что в течение релаксации угловой скорости плотность вихрей также остается почти постоянной: $n \approx n_0$. В этом случае уравнение (18) можно линеаризовать и найти зависимость плотности пиннингованных вихрей от времени:

$$n_p = n_{p0} \left(1 - e^{-t/\tau_p'} \right), \quad (19)$$

где

$$\tau_p' = \frac{\tau_p \tau_d}{\tau_p + \tau_d}, \quad n_{p0} = \frac{\tau_p'}{\tau_p} n_0. \quad (20)$$

Отметим здесь, что часть нейтронного вихря находится в коре нейтронной звезды, которая содержит ядра атомов. Нейтронные вихри могут пиннинговаться к этим ядрам [10], причем чем длиннее часть вихря в коре

звезды, тем более вероятным становится пиннинг. Следовательно, характерное время пиннинга τ_p уменьшается при увеличении радиуса r звезды. Если считать также, что акты депиннинга происходят случайно, то можно принять, что характерное время депиннинга τ_d не зависит от радиуса r звезды. В стационарном случае, т.е. при $t \rightarrow \infty$, плотность пиннигованных вихрей стремится к значению n_{p0} , которое определяется выражением (20). При сильном пиннинге вихрей, т.е. при $\tau_p \ll \tau_d$, из (20) имеем $\tau'_p \approx \tau_p$ и $n_{p0} \approx n_0$, т.е. в стационарном состоянии все вихри будут пиннигованы к центрам пиннинга. При слабом пиннинге вихрей выполняется условие $\tau_p \gg \tau_d$, при котором $\tau'_p \approx \tau_d$ и $n_{p0} \approx \frac{\tau_d}{\tau_p} n_0 \rightarrow 0$, т.е. в стационарном состоянии все вихри будут свободными.

5. Уравнение релаксации угловой скорости пульсаров после скачков. При вековом замедлении пульсаров возникает движение нейтронных вихрей к границе ядра звезды. Движение вихрей сопровождается трением, из-за которого темп замедления нормальной и сверхтекучей компонент будет одинаковым в стационарном состоянии. Однако при дифференциальном вращении двухкомпонентной нейтронной звезды в нем возникает неустойчивость, которая снимается скачкообразным изменением угловой скорости вращения нормальной компоненты. После скачка угловая скорость нормальной компоненты замедляется под воздействием внутреннего и внешнего моментов сил. Найдем временную зависимость $\Omega_e(t)$ при относительно малых скачках угловой скорости пульсара ($\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-9} - 10^{-6}$ для пульсара Vela). Обозначим разность угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компонент $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_e$. Тогда уравнение (16) можно преобразовать к виду

$$\frac{d\Omega_e}{dt} + \frac{p_0}{1+p_0} \int_0^1 \frac{\partial \Delta\Omega}{\partial t} dy = -\gamma_1, \quad (21)$$

где $p_0 = I_s/I_n$ - отношение полных моментов инерции сверхтекучей и нормальной компонент звезды, $y = p/p_0 = I_s(r)/I_n$, $I_s(r)$ - момент инерции сверхтекучей компоненты в сфере радиуса r , $\gamma_1 = -K_{ext}/(1+p_0)$. Теперь преобразуем уравнение для сверхтекучей компоненты нейтронной звезды (17). Подставляя в уравнение (17) $\Omega_s = \Delta\Omega + \Omega_e$ и выражение для скорости вихря v , (10), а также учитывая, что Ω_e не зависит от радиуса r , получим:

$$\int_0^1 \left(\frac{\partial \Delta\Omega}{\partial t} + \vartheta_0 k (n - n_p) \Delta\Omega \right) dy = -\frac{d\Omega_e}{dt}. \quad (22)$$

Введем обозначения

$$2\Omega_{e0} k = \frac{1}{\tau'(r)}, \quad n_0 = \frac{2\Omega_{e0}}{\vartheta_0}, \quad (23)$$

где n_0 - значение плотности вихрей в ядре звезды, которое считаем постоянным из-за малости скачков угловой скорости пульсаров. С учетом

(23), уравнение (22) примет вид:

$$\int_0^t \left(\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} + \frac{\Delta \Omega}{\tau'} \cdot \frac{(n_0 - n_p)}{n_0} \right) dy = - \frac{d \Omega_e}{dt}. \quad (24)$$

Из уравнений (21) и (24) можно получить уравнение для определения $\Delta \Omega$ в следующем виде:

$$\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} + \frac{\Delta \Omega}{\tau} \cdot \frac{(n_0 - n_p)}{n_0} - \gamma = 0, \quad (25)$$

где

$$\tau = \frac{\tau'}{1 + p_0}; \quad \gamma = \gamma_1 (1 + p_0). \quad (26)$$

Здесь τ - динамическое время релаксации звезды. Если подставить в уравнение (25) выражение (19) для плотности пиннингованных вихрей, то получим окончательный вид уравнения для определения $\Delta \Omega$ [11]:

$$\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} + \frac{\Delta \Omega}{\tau} \frac{n_0 - n_{p0} (1 - e^{-t/\tau_p})}{n_0} - \gamma = 0. \quad (27)$$

Таким образом, уравнения (21) и (27) полностью описывают релаксационное поведение угловой скорости Ω_e пульсаров после скачков.

6. Решение релаксационных уравнений и обратная задача. Прежде чем получить релаксационное решение для $\Omega_e(t)$ из уравнений (21) и (27), заметим, что уравнение (27) можно интегрировать, если обозначить

$$\alpha = \tau_d / \tau_p$$

и привести уравнение (27) к виду

$$\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} + \frac{\Delta \Omega}{\tau} \frac{\alpha}{\alpha + 1} \left(\frac{1}{\alpha} + e^{-\frac{\alpha + 1}{\alpha} \frac{t}{\tau_p}} \right) - \gamma = 0. \quad (28)$$

Решение уравнения (28) имеет вид,

$$\Delta \Omega(t) - \Delta \Omega_0 = \gamma e^{-x(t)} \int_0^t e^{x(t')} dt' - \Delta \Omega_0 (1 - e^{-x(t)}), \quad (29)$$

где

$$x(t) = \frac{1}{1 + \alpha} \frac{t}{\tau} + \frac{\alpha^2 \tau_p}{(1 + \alpha)^2 \tau} e^{-(1 + \alpha)t / \alpha \tau_p}, \quad (30)$$

а $\Delta \Omega_0$ - начальное значение $\Delta \Omega$ в момент скачка. Здесь, как и в работе [11], примем, что нейтронные вихри почти свободны, т.е. выполняется условие $\alpha \ll 1$. При таком допущении выражение для $x(t)$ примет вид

$$x(t) = \frac{1}{1 + \alpha} \frac{t}{\tau}. \quad (31)$$

Подставляя (31) в (29), получим:

$$\Delta\Omega(r) - \Delta\Omega_0 = [\gamma\tau(1+\alpha) - \Delta\Omega_0](1 - e^{-r/\tau}), \quad (32)$$

где мы подставили $1+\alpha \approx 1$ в показателе экспоненты. Прежде чем найти выражение для $\partial\Delta\Omega/\partial r$ из (32) и подставить его в (21), сделаем несколько замечаний по поводу значений величины $\partial\Delta\Omega/\partial r$ в ядре нейтронной звезды. Значение $\partial\Delta\Omega/\partial r$ зависит от значений времени динамической релаксации звезды τ , которую можно вычислить, задав модель нейтронной звезды. Используя ту же модель нейтронной звезды, что и в работах [8,9,11], мы вычислили время динамической релаксации звезды τ , график зависимости которого от радиуса r приведен на рис.1. Как видно из рисунка, величина τ быстро увеличивается от значений порядка нескольких секунд на границе ядра и коры звезды до значений порядка 10^3 лет при значении радиуса $R_1 \approx 6.5$ км, где исчезает протонная сверхпроводимость. Область звезды, где среднее время динамической релаксации достигает значений порядка наблюдаемых времен релаксации (для пульсара Vela порядка 1000 дней), назовем активной областью. Активная область лежит в интервале значений радиуса от $R_{act} = 9.25$ км до $R_0 = 9.59$ км, где время релаксации меняется от часа до 1000 дней. Можно полагать, что активная область дает вклад в наблюдаемую реакцию угловой скорости нормальной компоненты. Это означает, что выражение (32) для величины $\Delta\Omega$ имеет место в активной области. Остальную часть звезды в области $R_1 \leq r \leq R_{act}$, где τ больше наблюдаемых времен релаксации, назовем пассивной областью. Из рис.1 можно заметить также, что в области звезды с радиусом $R_2 \leq r \leq R_{act}$, где $R_2 = 7$ км, время динамической релаксации τ меньше времени жизни пульсара τ_0 . В этой области в течение времени жизни должно устанавливаться такое стационарное распределение вихрей, что

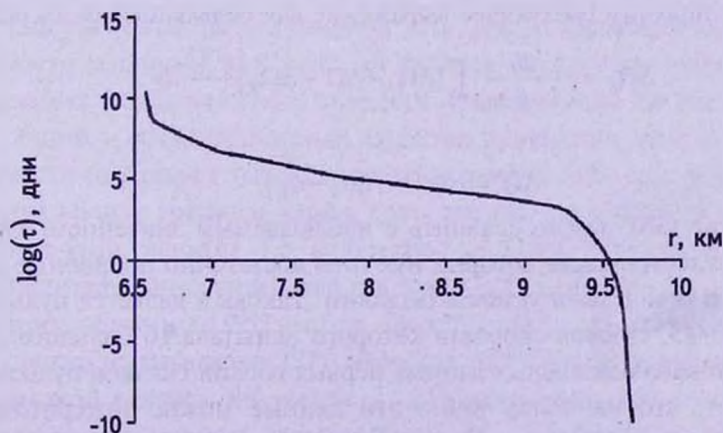


Рис.1. Время динамической релаксации τ нейтронной звезды в зависимости от радиуса звезды r .

темпы замедления угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компонент будут одинаковыми, т.е. $\dot{\Omega}_e = \dot{\Omega}_n$ и $\partial\Delta\Omega/\partial t = 0$ в этой области. В остальной части пассивной области, т.е. в области $R_1 \leq r \leq R_2$, выполняется условие $\tau \geq \tau_0$. Следовательно, в этой области угловая скорость сверхтекучей компоненты не меняется в течение времени жизни пульсара и остается равной тому значению, которую она имела при переходе звезды в сверхтекучее состояние, т.е. $\dot{\Omega}_e = 0$ и $\partial\Delta\Omega/\partial t = -d\Omega_e/dt$ в этой области. Учитывая вышесказанное, при подстановке выражения (32) в уравнение (21), получим окончательный вид релаксационного решения для отклонения от стационарного значения производной угловой скорости пульсара:

$$\Delta\dot{\Omega}_e = -\frac{p_0}{1+\lambda p_0} \int_0^\mu (\gamma\tau(\alpha+1) - \Delta\Omega_0) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} d\mu, \quad (33)$$

где μp_0 - относительный момент инерции активной области, а λp_0 - относительный момент инерции области с радиусом $R_1 \leq r \leq R_2$.

Перейдем к определению начального условия $\Delta\Omega_0$, входящего в уравнение (33). Если считать, что непосредственно перед скачком пульсара, т.е. за время t_s между двумя последовательными скачками, величина $\Delta\Omega$ достигла своего стационарного значения, то из (32) при $t_s \gg \tau$ получим:

$$\Delta\Omega_\infty = \gamma\tau(1+\alpha_1), \quad (34)$$

где α_1 - значение величины α перед скачком. Тогда начальное условие $\Delta\Omega_0$ непосредственно после скачка будет отличаться от $\Delta\Omega_\infty$ на значение, приобретенное за короткое время скачка, т.е.

$$\Delta\Omega_0 = \Delta\Omega_\infty + \Delta\Omega_s - \Delta\Omega_e = \gamma\tau(1+\alpha_1) + \Delta\Omega_s - \Delta\Omega_e, \quad (35)$$

где $\Delta\Omega_s$ и $\Delta\Omega_e$ - изменения угловых скоростей сверхтекучей и нормальной компонент звезды за время скачка. Если обозначить также через α_2 значение величины α после скачка, то при подстановке начального условия (35) в (33) получим следующее выражение для релаксационного решения:

$$\Delta\dot{\Omega}_e = -\frac{p_0}{1+\lambda p_0} \int_0^\mu (\Delta\Omega_s - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_e) \frac{e^{-t/\tau}}{\tau} d\mu, \quad (36)$$

где

$$\Delta\Omega' = \gamma\tau\Delta\alpha = \gamma\tau(\alpha_1 - \alpha_2). \quad (37)$$

Решение (36) можно сравнить с наблюдаемым значением величины $\Delta\dot{\Omega}_e$ тех пульсаров, для которых имеются достаточно подробные данные о скачках и релаксации угловой скорости. Таковым является пульсар Vela PSR B0833-45, угловая скорость которого испытала 16 больших скачков [3]. Анализ наблюдательных данных первых восьми скачков пульсара Vela показывает, что наиболее точно эти данные можно интерполировать следующей временной зависимостью [12]:

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t) = -\sum_{j=1}^3 \alpha_j \cdot e^{-t/\tau_j} + A \cdot \frac{t}{t_g} - A, \quad (38)$$

где $\tau_1 = 10$ часов, $\tau_2 = 3.2$ дня, $\tau_3 = 32.7$ дня, а остальные параметры интерполяции приведены в табл.1. При известной зависимости $\Delta\dot{\Omega}_e(t)$ и величины скачка $\Delta\Omega_e$ и при выбранной модели нейтронной звезды можно решить задачу нахождения неизвестной величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$ из интегрального уравнения (36). Эта задача является некорректно поставленной и для ее решения необходимо применять специальные методы

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ
Vela ПОСЛЕ ВОСЬМИ СКАЧКОВ [12]

Время скачка	1969	1971	1975	1978	1981	1982	1985	1988
a_1 (10^{-13} с $^{-2}$)	0.001	0.0002	0.0	0.0004	0.48	0.26	0.89	2.11
a_2 (10^{-13} с $^{-2}$)	1.91	5.94	1.57	4.88	3.76	5.89	4.64	6.90
a_3 (10^{-13} с $^{-2}$)	2.9	3.2	2.18	6.99	0.91	6.05	2.91	4.31
A (10^{-13} с $^{-2}$)	49.62	53.34	78.75	54.55	115.89	45.78	75.78	37.45
t (дни)	912	1491	1009	1227	272	1067	1261	907
$\Delta\Omega/\Omega$ (10^{-6})	2.35	2.05	1.99	3.06	1.14	2.05	1.30	1.81

решения обратных задач [13]. В этой работе, как и в [11], нами был применен метод регуляризации Тихонова [13]. Однако в работе [11] при сравнении решения (36) с выражением (38) активная область звезды разделялась на четыре части, в каждой из которых среднее время релаксации равнялось значению τ_j . Такое разделение было условным и проводилось для облегчения вычислений. В этой работе такое разделение активной области звезды не сделано, и обратная задача решена для всего интегрального уравнения (36). Вычисления были проведены с использованием программного пакета MATHEMATICA.

7. Обсуждение результатов. На рис.2 представлены графики зависимости величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$ от радиуса звезды r для первых восьми наблюдаемых скачков угловой скорости пульсара Vela. На всех графиках виден общий - осцилляционный характер изменения этой величины в зависимости от радиуса звезды. Однако величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$ имеет разное поведение вблизи границы ядра и коры звезды, т.е. в области $r > 9.53$ км, и вдали от этой границы, т.е. в области $r < 9.53$ км. Разница заключается как в амплитуде осцилляций, так и в знаке величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$. Сначала рассмотрим область $r < 9.53$ км, где функция $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$ знакопеременна. Но, как видно из выражения (37), величина $\Delta\Omega'$ пропорциональна времени динамической релаксации звезды τ , которая монотонно увеличивается при уменьшении радиуса звезды. Функция $\alpha(r)$ также не может быть знакопеременной, следовательно в области $r < 9.53$ км осцилляционный характер изменения имеет величина $\Delta\Omega_e$. Это означает, что во время

скачка происходит переброска некоторого количества нейтронных вихрей из одной части звезды в соседнюю [11]. Такие изменения плотности вихрей должны проявляться симметричным образом относительно увеличения и уменьшения, между тем графики на рис.2 асимметричны относительно оси r . Заметим, однако, что дополнительный вклад в сумму $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$, дает величина $\Delta\Omega'$, которая должна быть отрицательной

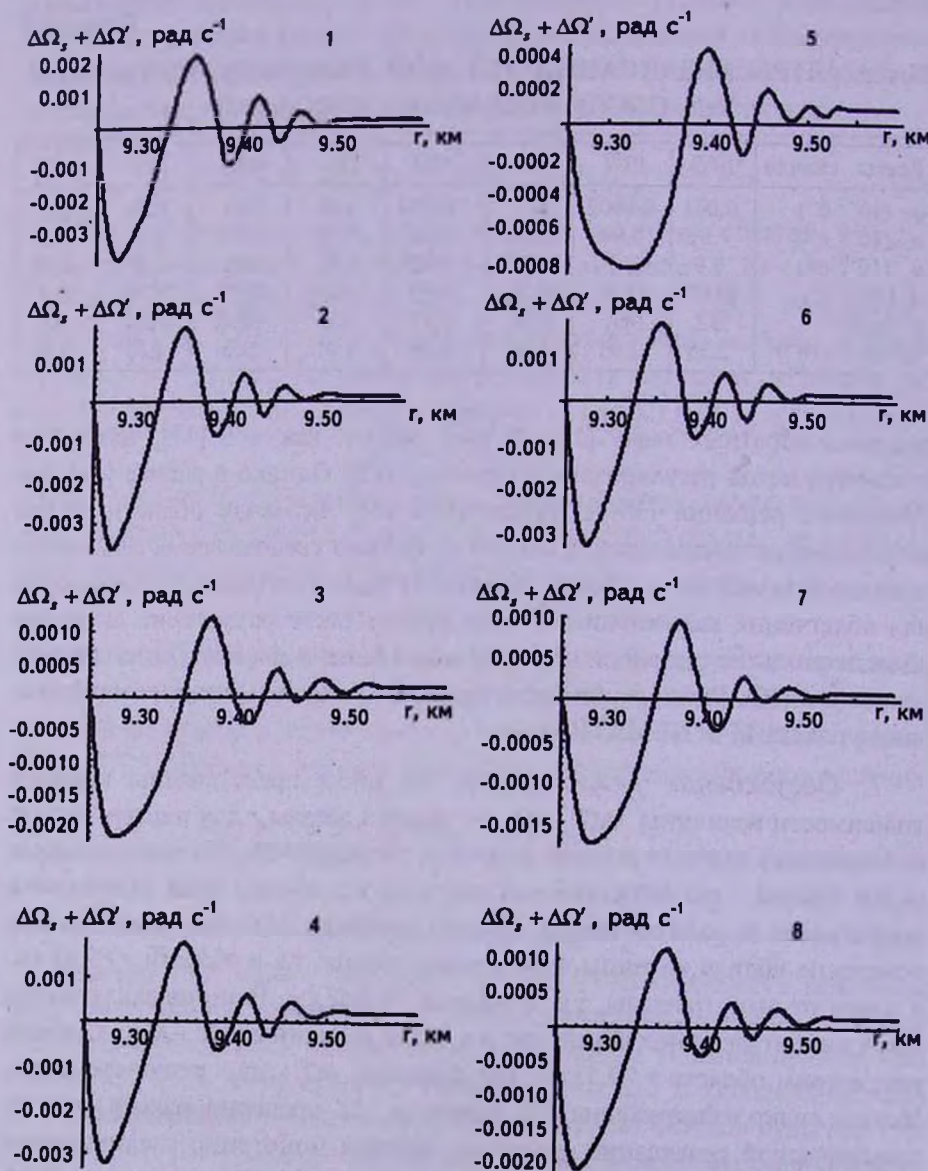


Рис.2. Зависимость величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$, от радиуса звезды r для восьми скачков угловой скорости пульсара Vela.

монотонно увеличивающейся функцией при уменьшении радиуса r звезды. В свою очередь это означает, что значение величины α перед скачком угловой скорости пульсара меньше, чем после скачка.

В области $r > 9.53$ км у границы ядра и коры нейтронной звезды величина $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$, положительна и имеет малые осцилляции вокруг среднего значения. Эти осцилляции можно объяснить малыми изменениями плотности нейтронных вихрей. Можно полагать, что малые изменения величины $\Delta\Omega$, по сравнению с изменениями этой величины в области $r < 9.53$ км обусловлены сильным пиннингом нейтронных вихрей, так как при приближении вихрей к границе ядра и коры увеличивается длина вихря в коре нейтронной звезды. Но в этом случае положительное значение величины $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$, невозможно объяснить зависимостью $\Delta\Omega'$ от радиуса звезды r по формуле (37), так как согласно вышепринятому предположению $\Delta\Omega'$ монотонная отрицательная функция от r .

Выше мы приняли, что вихри двигаются со слабым пиннингом и получили релаксационное решение (36) при условии $\alpha \ll 1$. Это условие может не выполняться в области $r > 9.53$ км из-за увеличения вероятности пиннинга и уменьшения характерного времени пиннинга τ_p . Однако, как показано в работе [10], где рассматривался только пиннинг вихрей, общий вид релаксационного решения (36) в этом случае не меняется. Только величина $\Delta\Omega'$ задается следующим выражением

$$\frac{I_g^2}{4\tau\tau_p} = \ln \left(1 + \frac{\Delta\Omega'}{\gamma\tau} \right). \quad (39)$$

Из этого выражения следует, что величина $\Delta\Omega'$ положительна и почти постоянна из-за малого изменения времени релаксации τ в области $r > 9.53$ км.

Таким образом, сравнение теории релаксации с наблюдательными данными скачков пульсара Vela позволяет выяснить вклад начальных условий в распределении нейтронных вихрей в характеристики релаксации. Начальное распределение вихрей сразу после скачка есть результат влияния как самого скачка, так и особенностей движения вихрей между двумя последовательными скачками угловой скорости.

Один из авторов (М.В.А) выражает благодарность гранту Az:85182 от Volkswagen Stiftung за финансовую поддержку.

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: dsedrak@ysu.am

mhayrapetyan@ysu.am

ON THE RELAXATION OF THE ANGULAR VELOCITY OF PULSARS AFTER GLITCHES

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, D.BAGHDASARYAN

The dynamics of rotation of a superfluid neutron star is considered to study the relaxation of pulsar angular velocity after their glitches. The motion of the neutron-proton vortex system is investigated taking into account the sphericity of the superfluid core and the phenomena of pinning and depinning of vortices. The relaxation solution for the angular velocity of the pulsar after glitches is obtained. To compare this solution with the observational data of the Vela pulsar the inverse problem of finding the initial distribution of vortices immediately after the glitch is solved.

Key words: *pulsars: angular velocity: relaxation*

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, М., Мир, 1980.
2. R.N.Manchester, G.B.Hobbs, A.Teoh, M.Hobbs, Astron. J., 129, 1993, 2005.
3. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>
4. C.M.Espinoza, A.G.Lyne, B.W.Stappers, M.Kramer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 414, 1679, 2011.
5. R.G.Dodson, P.M.McCulloch, D.R.Lewis, Astrophys. J., 564, L85, 2002.
6. J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff, Astrophys. J., 330, 847, 1988.
7. J.Middleditch, F.E.Marshall, Q.D.Wang et al., Astrophys. J., 652, 1531, 2006.
8. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Astrophys. J., 447, 305, 1995.
9. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian, Astrophys. J., 447, 324, 1995.
10. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Jour. Exp. Theor. Phys., 81, 341, 1995.
11. Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 45, 575, 2002.
12. M.A.Alpar, H.F.Chau, K.S.Cheng, D.Pines, Astrophys. J., 409, 345, 1993.
13. А.Н.Тихонов, А.В.Гончарский, В.В.Степанов, А.Г.Ягола, Численные методы решения некорректных задач. М., Наука, 1990.

EXTENDED TIME-DEPENDENT GINZBURG-LANDAU EQUATIONS FOR ROTATING TWO-FLAVOR COLOR SUPERCONDUCTORS

K.M.SHAHABASYAN¹, M.K.SHAHABASYAN¹, A.D.SEDRAKIAN²

Received 21 October 2013

Accepted 6 December 2013

We discuss an extension of the time-dependent Ginzburg-Landau equations for rotating two-flavor color superconducting quark matter derived earlier. The extension treats the coefficient of the time-dependent term in the Ginzburg-Landau equation as complex number, whose imaginary part describes non-dissipative effects. We derive time-dependent London type equation for the color-electric potential which obtains an additional time-dependent contribution from this imaginary part. This additional term describes non-dissipative propagation effects. In addition we derive general expressions for the energy flux and the dissipative function of the system.

Key words: *neutron stars: Ginzburg-Landau theory: quark matter: superconductivity*

1. Introduction. The Ginzburg-Landau (hereafter GL) theory of superconductivity has been very successful in describing semi-phenomenologically the properties of a variety of condensed matter systems, such as the electronic superconductors, liquid ^3He phases, etc. It has been applied to color superconducting matter both in the early stages of development [1] and more recently in Refs. [2-6]. The latter references discuss in detail the equilibrium GL theories for key, robust color superconducting phases, such as the two-flavor color superconducting phase (2SC) and the three flavor color-flavor-locked (CFL) phase. The 2SC phase features a condensate of quarks paired in color and flavor anti-triplet state, i.e., the red up quarks pair with green down quarks, etc., whereas the blue quarks remain unpaired.

In our previous work [7] we have developed a non-equilibrium Ginzburg-Landau approach to the rotating 2SC color superconducting matter. We have introduced a time-dependent term in the GL equations, which takes into account the relaxation of the order parameter of the condensate. This term has a universal form, but it contains a real phenomenological coefficient, which encodes the microphysics of transport and dissipation in the condensate under consideration. We have estimated the value of this term in the case of the 2SC condensate, using the analogy between this condensate and the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) condensate of the superconducting electrons. This analogy is natural because pairing in both cases occurs in a state of zero total

angular momentum and even parity. In the 2SC phase the blue quarks are assumed to be unpaired, so that they can scatter Cooper pairs inelastically.

In the case where the condensate is rotating we have to incorporate in the GL equations the homogeneous magnetic field (London moment) [8], which is due to Coriolis force and the inhomogeneous electric field [9], which balances the centrifugal force. The time-dependent treatment of the problem requires explicit consideration of the electric fields in a superconductor, which need to be included into time-dependent GL formalism.

In this work we will include additional contribution of the centrifugal force in the time-dependent Ginzburg-Landau (TDGL) equation of the 2SC condensate. In rotating superconductors the centrifugal force induces the scalar potential of electric field and renormalizes the chemical potential, which in turn changes the critical temperature and the coefficient α in the GL equation. In order to preserve gauge invariance the correction of α must be added in the time-dependent term. Therefore the phenomenological coefficient of the time-dependent term acquires an imaginary part. It is this modification that we address in this work, where we modify the time-dependent Ginzburg-Landau (TDGL) equation by considering the constant in front of the time-dependent term to be complex number. The imaginary part of this coefficient is due to non-dissipative forces, therefore in modified TDGL equation appears an propagating term, whereas the dissipative function remains unaffected.

This paper is structured as follows. In Sec. 2 we review the time-dependent GL equations for non-relativistic rotating electronic superconductors. In Sec. 3 we derive explicit equations for the energy flow and the dissipative function using time-dependent GL equations. The equations of the previous sections are generalized to the case of the 2SC color superconductor in Sec. 4. Our conclusions are summarized in Sec. 5.

2. Time-dependent GL equations for a non-relativistic electronic superconductor. Before discussing the case of 2SC superconductors, we would like to start with a discussion of the modifications needed for a more familiar system - the electronic superconductor. The case of the rotating superconductor and the corresponding TDGL equations were derived and discussed in Ref. [7]. The requirement of gauge invariance of TDGL equations for a non-rotating electronic superconductor leads to substitution of $\hbar\partial/\partial t$ by a term of the form [10] $\hbar\partial/\partial t + 2ie\tilde{\phi}(\mathbf{r}, t)$, where $\tilde{\phi} = \phi + \mu/e$. Here ϕ is scalar potential of electric field, μ is the local chemical potential of the superconductor, e is the electron charge, $e < 0$. $\tilde{\phi}$ may be identified as the electrochemical potential divided by the electronic charge e . The effects of magnetic field are included by replacing $\hbar\nabla$ by $\hbar\nabla - (2ie/c)\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, where $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ is vector potential of magnetic field. The time dependence of the order parameter $\Delta(\mathbf{r}, t)$ in equilibrium is given by

$$\Delta(\mathbf{r}, t) = \Delta(\mathbf{r}) \exp(-2i\mu t/\hbar). \quad (1)$$

A gauge transformation consists in the simultaneous substitutions

$$\Delta \rightarrow \Delta \exp[(2ie/\hbar c)\varphi], \quad \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \nabla\varphi, \quad \tilde{\Phi} \rightarrow \tilde{\Phi} - \frac{1}{c} \frac{\partial\varphi}{\partial t}, \quad (2)$$

where φ is an arbitrary scalar function. Therefore, the gauge-invariant TDGL equation for the order parameter of a non-relativistic and non-rotating electronic dirty superconductor have the following form [10]

$$-\Gamma \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \tilde{\Phi} \right) \Delta = \alpha \Delta + \beta |\Delta|^2 \Delta - \gamma_d \left(\hbar \nabla - \frac{2ie}{c} \mathbf{A} \right)^2 \Delta, \quad (3)$$

where the coefficients α , β and γ_d of time independent Gl theory are [11,12]

$$\alpha = \frac{T - T_c}{T_c} v, \quad \beta = \frac{7\zeta(3)}{8(\pi k_B T_c)^2} v, \quad \gamma_d = \frac{\pi v D}{8\hbar k_B T_c}. \quad (4)$$

Here $D = v_{Fe}^2 \tau / 3$ is the diffusion coefficient, v_{Fe} is the electron Fermi velocity, τ is the electronic mean free time due to scattering by impurities, $v = m_e p_{Fe} / 2\pi^2 \hbar^3$ is the density of states at the Fermi surface, m_e is the electron mass, p_{Fe} is the Fermi momentum, T is the temperature and T_c is the critical temperature, k_B is Boltzmann constant, $\zeta(3)$ is Riemann zeta function. The relaxation parameter Γ in systems with the strong inelastic scattering has been derived from the microscopic theory in Ref. [10] as

$$\Gamma = \frac{\pi \hbar v}{8 k_B T_c}. \quad (5)$$

The total current $\mathbf{j}$, is the sum of the supercurrent defined as

$$\mathbf{j}_s = 2ie\hbar\gamma_d (\Delta \nabla \Delta^* - \Delta^* \nabla \Delta) - \frac{8\gamma_d e^2}{c} |\Delta|^2 \mathbf{A}, \quad (6)$$

and the normal current $\mathbf{j}_n = \sigma_n \tilde{\mathbf{E}}$, where $\sigma_n = 2De^2 v$ is the electrical conductivity of normal electrons in the dirty limit. The normal current is induced by the effective electric field $\tilde{\mathbf{E}}$ [10]

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \nabla \tilde{\Phi}(\mathbf{r}, t). \quad (7)$$

Consider now a rotating superconductor. In the rotating reference frame chemical potential μ_r is defined as [13]

$$\mu_r = \mu - \frac{m_e \Omega^2 r^2}{2}. \quad (8)$$

The Coriolis force does not influence the thermodynamic properties of the rotating superconductors. Therefore in the rotating reference frame the electrochemical potential is renormalized as follows [7]

$$\tilde{\Phi} \rightarrow \tilde{\Phi}_r = \tilde{\Phi} - \frac{m_e \Omega^2 r^2}{2e}, \quad (9)$$

and vector potential is renormalized in the following way [14,15]

$$\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}_r = \mathbf{A} + \frac{m_e c}{e} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}]. \quad (10)$$

Therefore the TDGL equations for a uniformly rotating dirty superconductor will become [7]

$$-\Gamma \left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \left(\tilde{\phi} - \frac{m_e \Omega^2 r^2}{2e} \right) \right] \Delta = \alpha \Delta + \beta |\Delta|^2 \Delta - \gamma_d \left\{ \hbar \nabla - \frac{2ie}{\hbar} \left[\mathbf{A} + \frac{m_e c}{e} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \right] \right\}^2 \Delta \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_d = 2ie\hbar\gamma_d (\Delta \nabla \Delta^* - \Delta^* \nabla \Delta) - \frac{8\gamma_d e^2}{c} |\Delta|^2 \left[\mathbf{A} + \frac{m_e c}{e} [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}] \right] - \\ - \sigma_n \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \tilde{\phi} - \frac{m_e \Omega^2}{e} \mathbf{r} \right). \end{aligned} \quad (12)$$

The explicit treatment of the electric field in the moving superconductors requires a modification of TDGL equations, namely, the relaxation parameter Γ is modified from purely real to a complex number [16,17]

$$\Gamma = \Gamma' + i\Gamma''. \quad (13)$$

The origin of an imaginary part of Γ is as follows [18]. It is known that a moving vortex induces a scalar potential proportional to vortex velocity. The induced potential adds to chemical potential of the superconductor:

$$\mu = \mu_0 - e\phi. \quad (14)$$

On the other hand, the critical temperature depends on the chemical potential, therefore the coefficient α becomes

$$\alpha = \alpha_0 - \frac{\partial \alpha}{\partial \mu} e\phi = -v \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) + \frac{v}{T_c} \frac{\partial T_c}{\partial \mu} e\phi. \quad (15)$$

The critical temperature in BCS theory is $T_c = \Omega_{BCS} \exp(-1/\lambda)$, where Ω_{BCS} is the cut-off energy of pairing interaction, $\lambda = |g|v$, g is coupling constant. Therefore correction to α becomes

$$\delta\alpha = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial v}{\partial \mu} e\phi. \quad (16)$$

In order to preserve a gauge invariance the correction should be written in the form

$$\delta\alpha\Delta = -i \frac{\hbar}{2\lambda} \frac{\partial v}{\partial \mu} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \phi \Delta \right), \quad (17)$$

which implies that the coefficient Γ (13) has an imaginary part

$$\Gamma'' = -\frac{\hbar}{2\lambda} \frac{\partial v}{\partial \mu}. \quad (18)$$

In the rotating frame of reference the chemical potential of superconductor (8)

may be written in the form (14). Therefore the TDGL equation of the rotating superconductor will also be modified.

The authors of Ref. [17] have derived modified TDGL equations within the BCS model of superconductivity for the case of weak pair breaking $\tau k_B T_c \gg \hbar$, where τ is the characteristic pair-breaking time. This time can be identified with the inelastic electron-phonon collision time or the spin-flip time. For their equations to be valid the condition $\tau \Delta \ll \hbar$ must also be fulfilled. This corresponds to the case of dirty superconductors or the superconductors with small concentration of paramagnetic impurities. The modified TDGL equation has the form of equation (3), where complex parameter Γ is represented by the expression (13). This equation has been used to explain the sign change in the Hall effect in both conventional and high temperature superconductors. The coefficient Γ' is given by formula (5), while the imaginary part Γ'' is defined as [17]

$$\Gamma'' = -\frac{\hbar(1+\lambda)}{2\lambda} \frac{\partial v}{\partial \xi_p}, \quad (19)$$

where $\xi_p = \epsilon_p - \epsilon_F$, ϵ_p is the quasiparticle spectrum and ϵ_F is the Fermi energy. For the case of parabolic spectrum the imaginary part becomes

$$\Gamma'' = -\frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^2 p_F} \left(\frac{\pi \hbar}{2 p_F |a|} + 1 \right), \quad (20)$$

where $a = m|g|/4\pi\hbar^2$ is the s -wave scattering length. In the BCS model the first term in brackets is much larger than unity. The modified TDGL equation was derived in Ref. [19], where imaginary part contains only the second term of (20). The same work also discusses the crossover from BCS superconductivity to Bose-Einstein condensation. In closing we note that the ratio of the imaginary to the real part of Γ

$$\zeta = -\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = \frac{2k_B T_c}{\pi \epsilon_F} \left(\frac{\pi \hbar}{2 p_F |a|} + 1 \right) \quad (21)$$

is a small quantity for the model discussed above.

3. The energy balance. In this section we consider the balance of the free energy of a superconductor in an electromagnetic field. The free energy F of the superconductor consists of the free energy F_{em} of the electromagnetic field and the free energy difference F_{sn} between superconducting and normal state. The free energy F_{em} of the electromagnetic field is given by

$$F_{em} = \frac{1}{8\pi} \int (H^2 + E^2) dV. \quad (22)$$

The free energy difference F_{sn} is given by the expression of Ginzburg and Landau [20]

$$F_{sm} = \int \left[\alpha |\Delta|^2 + \frac{\beta}{2} |\Delta|^4 + \gamma_d \left(-i\hbar \nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \Delta \right]^2 dV, \quad (23)$$

where coefficients are defined by (4). The modified TDGL equation for the order parameter has the same form as the original TDGL equations, however the coefficient Γ is now a complex function

$$-\Gamma \left(\frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \tilde{\phi} \Delta \right) = \frac{\delta F_{sm}}{\delta \Delta^*}, \quad (24)$$

whereas its conjugate equation reads

$$-\Gamma^* \left(\frac{\partial \Delta^*}{\partial t} - \frac{2ie}{\hbar} \tilde{\phi} \Delta^* \right) = \frac{\delta F_{sm}}{\delta \Delta}. \quad (25)$$

The supercurrent $\mathbf{j}_s$ is defined as follows

$$\frac{\mathbf{j}_s}{c} = -\frac{\delta F_{sm}}{\delta \mathbf{A}}. \quad (26)$$

We will need the following two non-stationary Maxwell equations in the followings

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \text{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (27)$$

where

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (28)$$

Next we calculate the time-derivatives of the free energy of the system; the derivative of the free energy of the electromagnetic field is

$$\frac{dF_{em}}{dt} = \int (-\text{div} \mathbf{S} - \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}) dV, \quad (29)$$

where $\mathbf{S} = (c/4\pi)[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ is the Poynting vector. Furthermore,

$$\frac{dF_{sm}}{dt} = \int \left[\frac{\partial \Delta}{\partial t} \frac{\delta F_{sm}}{\delta \Delta} + \frac{\partial \Delta^*}{\partial t} \frac{\delta F_{sm}}{\delta \Delta^*} + \frac{\delta \mathbf{A}}{\delta t} \frac{\delta F_{sm}}{\delta \mathbf{A}} \right] dV + \int \text{div} \mathbf{j}_F dV, \quad (30)$$

where $\mathbf{j}_F$ is given by

$$\mathbf{j}_F = \gamma_d \hbar^2 \left[\frac{\partial \Delta}{\partial t} \left(\nabla + \frac{2ie}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \Delta^* + \frac{\partial \Delta^*}{\partial t} \left(\nabla - \frac{2ie}{\hbar c} \mathbf{A} \right) \Delta \right]. \quad (31)$$

Using Eqs. (24), (25), (26) and the relation

$$\frac{2ie}{\hbar} \left(\Delta^* \frac{\delta F_{sm}}{\delta \Delta^*} - \Delta \frac{\delta F_{sm}}{\delta \Delta} \right) = \text{div} \mathbf{j}_s, \quad (32)$$

we transform the expression of Eq. (30) to the following form

$$\frac{dF_{sm}}{dt} = \int \left\{ -\mathbf{j}_s \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) - 2\Gamma \left| \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \tilde{\phi} \Delta \right|^2 + \tilde{\phi} \text{div} \mathbf{j}_s \right\} dV + \int \text{div} \mathbf{j}_F dV. \quad (33)$$

Finally, adding eqs. (29) and (33), we obtain the energy balance equation

$$\frac{dF}{dt} = - \int W dV - \int \operatorname{div} \mathbf{j}_E dV, \quad (34)$$

where the free energy current is

$$\mathbf{j}_E = -\mathbf{j}_F - \tilde{\Phi} \mathbf{j}_s + \mathbf{S}, \quad (35)$$

and the dissipation function is

$$W = 2\Gamma \left| \frac{\partial \Delta}{\partial t} + \frac{2ie}{\hbar} \tilde{\Phi} \Delta \right|^2 + \sigma_n \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \tilde{\Phi} \right|^2, \quad (36)$$

where the first term describes the energy loss due to relaxation of the order parameter while the second term is associated with the Joule heating by the normal currents. Eq. (36) shows that only the real part of coefficient Γ is relevant for the dissipative function. Its imaginary part appears enters the non-dissipative forces. To demonstrate this, we write the order parameter in the form $\Delta = |\Delta| \exp(i\chi)$ and calculate the variation of the free energy with respect to the phase of the order parameter

$$\frac{\partial F_{sn}}{\partial \chi} = \frac{i}{2} \left(\Delta \frac{\delta F_{sn}}{\delta \Delta} - \Delta^* \frac{\delta F_{sn}}{\delta \Delta^*} \right) = -\frac{\hbar}{4e} \operatorname{div} \mathbf{j}_s. \quad (37)$$

Using Eqs. (24) and (25) we obtain from Eq. (37)

$$\frac{\partial F_{sn}}{\partial \chi} = -\frac{2e\Gamma |\Delta|^2}{\hbar} \Phi - \frac{\Gamma^*}{2} \frac{\partial |\Delta|^2}{\partial t} = \frac{\hbar}{4e} \sigma_n \operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}, \quad (38)$$

where gauge invariant scalar potential $\Phi = \tilde{\Phi} + (\hbar/2e)(\partial \chi / \partial t)$ and in the last term we used the conservation of the net current. Then with the help of definition of effective electric field (7) we obtain following equation

$$\nabla^2 \Phi - \frac{8e^2 \Gamma |\Delta|^2}{\hbar^2 \sigma_n} \Phi = -\frac{1}{c} \operatorname{div} \frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{2e\Gamma^*}{\hbar \sigma_n} \frac{\partial |\Delta|^2}{\partial t}, \quad (39)$$

where gauge invariant vector potential is defined as $\mathbf{Q} = \mathbf{A} - (c\hbar/2e)\nabla \chi$. In the stationary limit $\partial \chi / \partial t = 0$, $\partial \mathbf{A} / \partial t = 0$, $\partial |\Delta| / \partial t = 0$ we obtain London type equation for scalar potential

$$l_E^2 \nabla^2 \tilde{\Phi} = \frac{|\Delta|^2}{\Delta_0^2} \tilde{\Phi}, \quad (40)$$

where we defined a new characteristic length

$$l_E = \left(\frac{\hbar^2 \sigma_n}{8e^2 \Gamma \Delta_0^2} \right)^{1/2}, \quad (41)$$

which can be interpreted as the penetration depth of d.c. electric field into a superconductor. Here the order parameter for time-independent homogeneous state Δ_0 is

$$\Delta_0 = \left(-\frac{\alpha}{\beta} \right)^{1/2} = \left[\frac{8}{7\zeta(3)} \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right) \right]^{1/2} \pi k_B T_c. \quad (42)$$

Therefore the modified TDGL equation for the order parameter for a uniformly rotating dirty superconductor takes the form of Eq. (11) with the complex parameter Γ defined by (5), (13) and (19). In the dissipation function (36) potentials $\tilde{\phi}$ and $\mathbf{A}$ must be replaced by the $\tilde{\phi}_r$ (9) and $\mathbf{A}_r$ (10), while in eq. (39) scalar potential Φ must be replaced by $\Phi_r = \Phi - m_e \Omega^2 r^2 / 2e$.

4. 2SC color superconductor. We now establish the modified TDGL equations for the rotating 2SC color superconductor by using the analogy to the ordinary dirty superconductors [7]. Because a 2SC superconductor contains an admixture of blue quarks we have assumed that there will be some degree of inelastic scattering among quark Cooper pairs and unpaired blue quarks. Less important scattering is expected due to the electromagnetic interactions of the Cooper pairs with the normal electrons. Combined these interactions will be the source of destruction of the coherence among quark Cooper pairs [6]. The physical picture is analogous to the case where impurities act to destroy the coherence among the electronic Cooper pairs in dirty superconductors. Then modified equation for the order parameter of the uniformly rotating 2SC condensate is

$$-\Gamma \left[\frac{\partial}{\partial t} - \frac{iq}{\hbar} \phi'_8 \right] d = \alpha d + \beta |d|^2 d - \gamma_d \left(\hbar \nabla + \frac{iq}{c} \mathbf{A}'_x \right)^2 d, \quad (43)$$

where the modified potentials are

$$\phi'_8 = \phi_8 + \frac{\mu}{q} - \frac{\mu}{3qc^2} \Omega^2 r^2, \quad \mathbf{A}'_x = \mathbf{A}_x + \frac{2}{3} \frac{\mu}{cq} [\Omega \mathbf{r}], \quad (44)$$

where $d = |d| e^{-i\chi}$ is the order parameter, ϕ_8 is the scalar potential of the color electric field of the eight gluon, vector potentials of the "rotated" fields $\mathbf{A}_x$ and $\mathbf{A}_y$ are given by [21]

$$\mathbf{A}_x = -\sin \theta_M \mathbf{A} + \cos \theta_M \mathbf{A}_8, \quad (45)$$

$$\mathbf{A}_y = \cos \theta_M \mathbf{A} + \sin \theta_M \mathbf{A}_8. \quad (46)$$

In Eq. (44) we have used the fact that electric mixing angle θ_D in the 2SC phase vanishes [22]. The magnetic mixing angle is given in terms of electrical charge e and strong coupling constant g as

$$\cos \theta_M = \frac{\sqrt{3} g}{\sqrt{e^2 + 3g^2}}, \quad (47)$$

and $q = \sqrt{e^2 + 3g^2} / 3$ is the charge of Cooper pair. Coefficients α , β and γ_d have their values given by Eq. (4), while the density of states and the diffusion coefficient in these equations are given by $\nu = \mu p_F / \pi^2 \hbar^3 c^2$ and $D = v_F^2 \tau_q / 3$;

where τ_q is the time-scale for the inelastic scattering of Cooper pairs with blue quarks and electrons. We expect that this time-scale should be roughly of the order of the momentum relaxation time-scale τ_p of the two counter-streaming quark matter beams [23]. The coefficient Γ is complex (13), where Γ' is defined by (5) with quark's density of states, while imaginary part Γ'' is given by

$$\Gamma'' = -\frac{p_F}{\pi^2 \hbar^2 c^2} \left(\frac{\pi^2 \hbar^3 c^2}{|g| \mu p_F} + 1 \right). \quad (48)$$

Here we have used Eq. (19) and $\xi = cp - \mu$; where $\mu = cp_F$ is chemical potential of ultrarelativistic quarks. The imaginary part Γ'' is small because the ratio of the imaginary and real parts of Γ is

$$\zeta = -\frac{\Gamma''}{\Gamma'} = \frac{8k_B T_c}{\pi \mu} \left(\frac{\pi^2 \hbar^3 c^2}{|g| \mu p_F} + 1 \right). \quad (49)$$

The second TDGL equation for the net current is given by

$$\mathbf{J}_d = 2iq\hbar\gamma_d(d^* \nabla d - d \nabla d^*) - \frac{4\gamma_d q^2}{c} |d|^2 \mathbf{A}'_x + \sigma_q \mathbf{E}', \quad (50)$$

where σ_q is the electrical conductivity of normal quark matter [23] and we have defined effective electric field $\mathbf{E}'$ as

$$\mathbf{E}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}'_x}{\partial t} - \nabla \phi_8 - \frac{\nabla \mu}{q} + \frac{2\mu}{3qc^2} \Omega^2 \mathbf{r}. \quad (51)$$

The modified TDGL equations define the relaxation times for the order parameter τ_d and for color magnetic field τ_f as

$$\tau_d = \frac{\Gamma}{|\alpha|}, \quad \tau_f = \frac{\sigma_q}{4\gamma_d q^2 |d_0|^2}, \quad (52)$$

where d_0 is given by Eq. (42). The dissipative function, which corresponds to Eq. (43) is given [by the analogy with (36)] as

$$W = 2\Gamma' \left| \frac{\partial d}{\partial t} - \frac{iq}{\hbar} \phi'_8 d \right|^2 + \sigma_q \mathbf{E}'^2. \quad (53)$$

The first term in Eq. (53) describes the energy loss due to relaxation of order parameter, while the second is associated with Joule heating of normal currents. Upon writing the condensate order parameter in terms of its modulus and phase we rewrite the dissipation function in the form

$$W = 2\Gamma' \left[\left(\frac{\partial |d|}{\partial t} \right)^2 + |d|^2 \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} + \frac{q}{\hbar} \phi'_8 \right)^2 \right] + \sigma_q \mathbf{E}'^2, \quad (54)$$

which separates the contributions due to the relaxation of the magnitude and phase of the order parameter. Another interesting relation is obtained if we use the relations

$$\frac{2iq}{\hbar} \left(d \frac{\delta F}{\delta d} - d^* \frac{\delta F}{\delta d^*} \right) = \text{div } \mathbf{j}_s, \quad (55)$$

where F the free energy difference between superconducting and normal state defined as

$$F = \int \left[2\alpha dd^* + \beta (dd^*)^2 + 2\gamma_d \left| \left(\hbar \nabla + i \frac{q}{c} \mathbf{A}_x \right) d \right|^2 + \frac{1}{8\pi} (\text{rot } \mathbf{A}_x)^2 + \frac{1}{8\pi} (\text{rot } \mathbf{A}_y)^2 \right] dV. \quad (56)$$

We now calculate the term in the left hand side of eq. (55) using modified equation for the order parameter (43) in the following form

$$-\Gamma \left(-\frac{iq}{\hbar} \phi'_8 d \right) = \frac{\delta F}{\delta d^*}, \quad (57)$$

and its conjugate one

$$-\Gamma^* \left(\frac{\partial d^*}{\partial t} + \frac{iq}{\hbar} \phi'_8 d^* \right) = \frac{\delta F}{\delta d}. \quad (58)$$

Writing again the condensate order parameter in terms of its modulus and phase we obtain following relation

$$2\Gamma \left(\frac{\partial \chi}{\partial t} + \frac{q}{\hbar} \phi'_8 \right) |d|^2 = \text{div } \mathbf{j}_s. \quad (59)$$

We next introduce the following gauge invariant potentials $\Phi_q = \phi'_8 + (\hbar/q)(\partial \chi / \partial t)$ and $\mathbf{Q}_d = \mathbf{A}'_x - (c\hbar/q)\nabla \chi$ and use net current conservation to derive the following equation

$$\nabla^2 \Phi_d - \frac{4\Gamma' q^2 |d|^2}{\sigma_q \hbar^2} \Phi_d = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{Q}_d}{\partial t} + \frac{2\Gamma^* q}{\sigma_q \hbar} \frac{\partial |d|^2}{\partial t}. \quad (60)$$

In the stationary limit $\partial \chi / \partial t = 0$, $\partial \mathbf{A} / \partial t = 0$, $\partial |d| / \partial t = 0$ we obtain London type equation for scalar potential

$$\lambda_E^2 \nabla^2 \phi'_8 - \frac{|d|^2}{d_0^2} \phi'_8 = 0, \quad (61)$$

where we defined the penetration depth of static color electric field into the 2SC phase as

$$\lambda_E = \left(\frac{\sigma_q \hbar^2}{4\Gamma' q^2 d_0^2} \right)^{1/2}. \quad (62)$$

We now estimate time-scales for which our modified TDGL equations are applicable. For the zero temperature energy gap of the order of 25 MeV critical temperature $T_c = 0.57\Delta_0 = 14.2$ MeV. The condition of weak pair breaking [24] $\tau k_B T_c \gg \hbar$ is fulfilled if the inelastic quark-quark collision time $\tau > 4.3 \times 10^{-19}$ s.

5. Concluding remarks. To summarize, we have modified the time-dependent Ginzburg-Landau equations for the rotating 2SC quark superconductors

derived earlier by us in Ref. [7]. The key idea is to account for possible imaginary part of the coefficient of the time-dependent term in the non-stationary GL equation. Such extension is motivated by the studies of electronic superconductors in metals. We have shown that the dissipative function of the system remains unchanged, whereas the non-stationary London equation for the color-electric field acquires an additional time-dependent term, which however vanishes in the stationary limit. We have derived only general expression without specifying the details of the problem, such as the geometry or the initial conditions. We anticipate that the formalism developed here can be applied to model the dynamics of the 2SC phase in massive compact stars, where it can occupy a substantial part of the star's volume (see e. g. [25]).

Acknowledgments. We are grateful to D.H.Rischke for discussions. Two of us (K.M.S. and A.D.S.) acknowledge the support through a collaborative research grant No. 85182 of the Volkswagen Foundation (Hannover, Germany). Two of us (K.M.S. and M.K.S.) acknowledge the support from State Committee on Science (Armenia) via Grant No. 11-1c107.

¹ Physics Department, Yerevan State University,
Armenia, e-mail: kshahabas@ysu.am mshahabas@ysu.am

² Institute for Theoretical Physics, J.W.Goethe University, D-60438 Frankfurt
am Main, Germany, e-mail: sedrakian@th.physik.uni-frankfurt.de

РАСШИРЕННЫЕ ВРЕМЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ ДЛЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ДВУХ АРОМАТНЫХ ЦВЕТОВЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

К.М.ШАХАБАСЯН¹, М.К.ШАХАБАСЯН¹, А.Д.СЕДРАКЯН²

Мы обсуждаем расширение полученных ранее временных уравнений Гинзбурга-Ландау для вращающейся двухароматной цветовой сверхпроводящей кварковой материи. Это расширение рассматривает коэффициент в зависящем от времени слагаемом в уравнении Гинзбурга-Ландау как комплексную величину, мнимая часть которой описывает недиссипативные эффекты. Мы получили временное уравнение типа уравнения Лондонов для цветового электрического потенциала, которое содержит добавочный вклад от этой мнимой части. Это добавочное слагаемое описывает недиссипативные эффекты распространения. Мы получили также общие выражения для потока энергии и диссипативной функции системы.

Ключевые слова: нейтронные звезды: теория Гинзбурга-Ландау: кварковая материя: сверхпроводимость

REFERENCES

1. *D.Bailin, A.Love*, Phys. Rept., **107**, 325, 1984.
2. *D.Blaschke, D.Sedrakian*, nucl-th/0006038.
3. *K.Iida, G.Baym*, Phys. Rev., **D65**, 014022, 2002.
4. *I.Giannakis, H-c.Ren*, Phys. Rev., **D65**, 054017, 2002.
5. *I.Giannakis, H-c.Ren*, Nucl. Phys., **B669**, 462, 2003.
6. *M.Alford, A.Sedrakian*, J. Phys., **G37**, 075022, 2010.
7. *K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan, A.D.Sedrakian*, Astrophysics, **56**, 255, 2013.
8. *F.London*, Superfluids, v.I, Wiley, New York, 1950.
9. *R.A.Krikorian, D.M.Sedrakian*, Nuovo Cimento, **120B**, 217, 2005.
10. *A.Schmid*, Phys. kondens. Materie, **5**, 302, 1966.
11. *L.P.Gorkov*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **36**, 1918, 1959.
12. *L.P.Gorkov*, Sov. Phys. JETP, **10**, 998, 1959.
13. *L.D.Landau, E.M.Lifshitz*, Course of Theoretical Physics, Vol. 5, Statistical Physics, Nauka, Moscow, 1976.
14. *B.I.Verkin, I.O.Kulik*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **61**, 2067, 1971.
15. *D.M.Sedrakian, G.S.Mkrtchyan, K.M.Shahabasyan*, Izvestia Akad. Nauk Arm. SSR, Fiz., **11**, 385, 1976.
16. *A.T.Dorsey*, Phys. Rev., **B46**, 8376, 1992.
17. *N.B.Kopnin, B.I.Ivlev, V.A.Kalatsky*, Journ. Low Temp. Phys., **90**, 1, 1993.
18. *A.G.Aronov, A.B.Rapoport*, Mod. Phys. Lett., **B6**, 1093, 1992.
19. *C.A.R. Sa de Melo, M.Randeria, J.R.Engelbrecht*, Phys. Rev. Lett., **71**, 3202, 1993.
20. *V.L.Ginzburg, L.D.Landau*, Zh. Eksp. Teor. Fiz., **20**, 1064, 1950.
21. *M.Alford, J.Berges, K.Rajagopal*, Nucl. Phys., **B571**, 269, 2000.
22. *A.Schmitt, Q.Wang, D.H.Rischke*, Phys. Rev., **D69**, 094017, 2004.
23. *H.Heiselberg, C.J.Pethick*, Phys. Rev., **D48**, -2916, 1993.
24. *L.P.Gorkov, N.B.Kopnin*, Usp. Fiz. Nauk, **116**, 413, 1975.
25. *L.Bonanno, A.Sedrakian*, Astron. Astrophys., **539**, A16, 2012.

EQUILIBRIUM STRUCTURE OF ROTATIONALLY AND TIDALLY DISTORTED PRASAD MODEL INCLUDING THE EFFECT OF MASS VARIATION INSIDE THE STAR

SEEMA SAINI¹, A.K.LAL², SUNIL KUMAR³

Received 3 June 2013

Accepted 6 December 2013

In this paper we propose suitable modifications in the concept of Roche equipotentials to account for the effect of mass distribution inside the star on its equipotential surfaces and use this in conjunction with the approach of Kippenhahn and Thomas, in a manner earlier used by Prasad and Mohan to incorporate the effects of rotational and tidal forces in the equations of stellar structure parameters. The proposed method has been used to compute the structure parameters of rotationally and tidally distorted Prasad model of the star.

Key words: *Roche equipotentials: equilibrium structure of stars: Prasad model: rotating stars: stars in binary systems*

1. *Introduction.* Observations show that most of the binary stars are rotating as well as revolving around their common center of mass. Rotational forces as well as tidal distortion of the companion star have their effects on the equilibrium structure, shape and other observable physical parameters of binary stars. Prasad [1] introduced a model (called Prasad model thereafter) in which density ρ inside the star varies according to the law $\rho = \rho_c(1 - x^2)$, ρ_c being the density of fluid at the centre and x a non-dimensional measure of the distance of a fluid element from its centre. Since then, several authors such as Gurm [2], Kippenhahn and Thomas [3], Prasad and Mohan [4], Agarwal [5], Sharma [6], Lal et. al. [7] etc. have addressed themselves to these types of problems.

The mathematical problem of determining the effects of rotation and tidal forces on the equilibrium structure of a star is quite complex. Approximate methods have therefore often been used in literature to study such problems. In some such approximations, Kopal [8,9], Mohan and Singh [10,11], Mohan and Saxena [12], Mohan et al. [13,14], the actual equipotential surfaces of a rotationally and tidally distorted star are approximated by equivalent Roche equipotentials, assuming both stars in the binary system to be point masses. This approximation is valid for highly centrally condensed types of stars. Lal et. al. [15] have checked the validity of series expansion being used for the

position of a point on a Roche equipotential for such approximations. However, in the case of stars in which the central condensation is not too large, this approximation is not very justified. Therefore, it will be of interest to analyze the effect of incorporating suitable modifications in the Roche equipotentials to account for the mass distribution inside the star. Baur [16] recently modified the Roche potentials to account for mechanical effects of the mutual irradiation of the binary components. In a somewhat similar manner we have suitably modified the Roche equipotentials to account for the mass distribution inside the primary component (e.g. Mohan et. al. [17]).

The paper is organized as follows: expressions for the modified Roche equipotentials of a rotationally and tidally distorted star are obtained in Section 2. This modified concept of Roche equipotentials is next used in Section 3, to obtain the equilibrium structure of a rotationally and tidally distorted Prasad model of a star. Computational results for the inner structure, shapes and certain other physical parameters of rotationally and tidally distorted Prasad model including mass variation inside the star is next obtained in Section 4 and compared with corresponding results earlier obtained by some other authors.

2. Modified Roche equipotentials. In order to investigate the equilibrium structures and stability of binary stars, the concept of Roche equipotentials has been frequently used in literature (Kopal [8]). However, while computing the Roche equipotential surfaces, the whole mass of the stars (the primary component as well as the secondary) is assumed to be concentrated at their centers. This approximation, though reasonably valid for highly centrally condensed stars, is not reasonably true for stars, such as main sequence and pre-main sequence stars which are not very highly centrally condensed. The concept of Roche equipotentials, therefore, needs to be suitably modified to incorporate the effects of mass distribution inside the star so that it can provide a better approximation for the structure of a rotationally and tidally distorted star which is not very highly centrally condensed.

In this section we suitably modify the mathematical expression for Roche equipotentials to reasonably account for the mass distribution inside the primary star (in whose inner structure we are primarily interested), assuming, as earlier, that the secondary star is still a point mass.

Let M_0 and M_1 be the masses of the primary and the secondary components of a binary system of stars in which the primary is assumed to be much massive than the secondary ($M_0 \gg M_1$). Let $M_0(r)$ represent the mass interior to a sphere of radius r inside the primary component. Let D be the mutual separation between the centers of the two stars. Further suppose that the position of the two components of this binary system is referred to a rectangular system of Cartesian coordinates having the origin at the center of gravity of the primary of mass M_0 , the x - axis along the line joining the centers of

the two components of the binary and z axis perpendicular to the plane of the orbit of the two components (Fig.1).

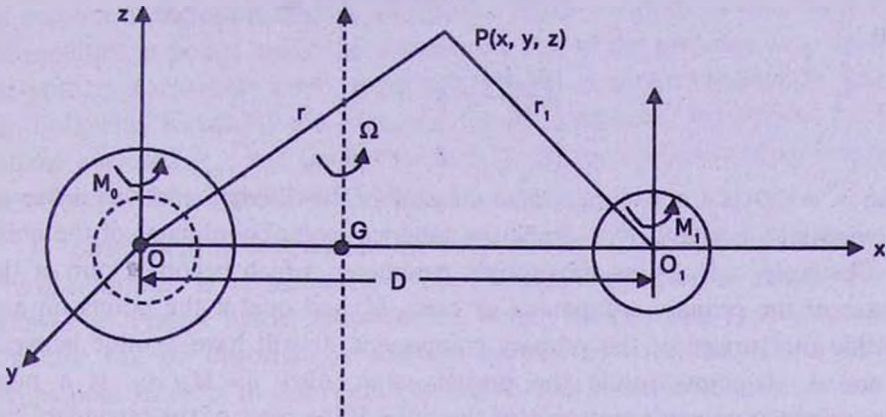


Fig.1. Axes of reference of rotating binary system.

Total potential ψ due to the gravitational, rotational and other disturbing forces acting at an arbitrary point $P(x, y, z)$ distant r from the centre of the primary and r_1 from the centre of the secondary star may be expressed as

$$\psi = G \frac{M^*}{r} + G \frac{M_1}{r_1} + \frac{1}{2} \Omega^2 \left[\left(x - \frac{M_1 D}{M_0 + M_1} \right)^2 + y^2 \right], \quad (1)$$

where $M^* = \begin{cases} M_0 & \text{if } r > R \\ M_0(r) & \text{if } r < R \end{cases}$, Ω is the angular velocity of rotation and G the gravitational constant. The three terms on the right hand side of (1) are, respectively, the potential arising from the mass of the primary star, the disturbing potential of its companion of mass M_1 and the potential arising from the centrifugal force. In the first term on the right hand side of (1), M_0 normally used in the definition of Roche potential, has been replaced by M^* to account for the mass distribution inside the primary star. This has been done keeping in view the fact that in the case of a sphere, the gravitational potential at a point outside the sphere is GM/r , the gravitational potential at a point inside the sphere is $GM(r)/r$, $M(r)$ being the mass contained inside a sphere of radius r concentric with the centre of stars of mass M .

Equation (1) in non-dimensional form can be expressed as

$$\psi^* = \frac{z}{r^*} + q \left[\frac{1}{\sqrt{1 - 2\lambda r^* + r^{*2}}} - \lambda r^* \right] + n r^{*2} (1 - v^2), \quad (2)$$

where

$$\psi^* = \frac{D\psi}{GM_0} - \frac{M_1^2}{2M_0(M_0 + M_1)}$$

and

$$z = \begin{cases} \frac{M_0(r)}{M_0}, & \text{if } r < R \\ 1, & \text{if } r > R. \end{cases}$$

Also $r^* = r/D$ is a non-dimensional measure of the distance and $\lambda = \sin\theta\cos\phi$, $\mu = \sin\theta\sin\phi$, $\nu = \cos\theta$, r, θ, ϕ being the spherical polar coordinates of the point P . Obviously, z is a non-dimensional parameter, which becomes zero at the center of the primary component of mass M_0 and one at the points on and outside the surface of the primary component. It will have a value between 0 and 1 at points inside the primary star. Also $q = M_1/M_0$ is a non-dimensional parameter representing the ratio of the mass of the secondary star over the mass of the primary component ($q < 1$), while $2n$ represents the square of the normalized angular velocity Ω . If $q = 0$, equation (2) reduces to the potential of a rotating spherical model rotating with angular velocity Ω and if $n = 0$, it reduces to the potential of a spherical model distorted only by the tidal effects of the companion. For a binary system in synchronous rotation, $\Omega^2 = G(M_0 + M_1)/D^3$. In terms of the non-dimensional variables as defined above, becomes $n = (q + 1)/2$.

Equipotential surfaces represented by $\psi^* = \text{const}$ as given in (2) are the modified Roche equipotential surfaces of the primary component of a rotationally and tidally distorted binary system which reasonably account for the mass distribution in the interior of the primary star. This, however, modifies potential at the points inside the primary star only. On substituting $z = 1$ in (2) or $M_0(r) = M_0$ in (1), it reduces to the expression for the Roche equipotential which has been earlier used by Kopal [8] and other authors.

Following Kopal [8], it can be shown that the values of r, θ, ϕ on the surfaces of the Roche equipotentials as given by (2) are connected through the relation

$$\begin{aligned} r^* = r_0 \left[1 + a_0 r_0^3 + \frac{qP_3}{z} r_0^4 + \frac{qP_4}{z} r_0^5 + \left\{ \frac{qP_5}{z} + \frac{3a_0^2}{z^2} \right\} r_0^6 + \left\{ \frac{qP_6}{z} + \frac{7qa_0P_3}{z} \right\} r_0^7 + \right. \\ \left. + \left\{ \frac{qP_7}{z} + \frac{8qa_0P_4}{z} + \frac{4q^2P_3^2}{z^2} \right\} r_0^8 + \left\{ \frac{qP_8}{z} + \frac{9qa_0P_5}{z} + \frac{9q^2P_3P_4}{z^2} \right\} r_0^9 + \right. \\ \left. + \left\{ \frac{qP_9}{z} + \frac{10qa_0P_6}{z} + \frac{5q^2}{z^2} (P_4^2 + 2P_3P_5) \right\} r_0^{10} + \dots \right], \end{aligned} \quad (3)$$

where $r_0 = \frac{z}{\psi - q}$, $a_0 = \frac{qP_2}{z} + \frac{n(1 - \nu^2)}{z}$, $P_j = P_j(\lambda)$ are Legendre polynomials and

terms up to second order of smallness in n and q are retained. This relation can be used to obtain the shapes of Roche equipotential $\psi = \text{const}$. Whereas on account of inclusion of mass distribution inside the primary star, these will get modified at points inside the primary star due to the presence of z , outside the primary star (where $z=1$), these will be same as earlier obtained by Kopal [8]. Following Kopal [8] and Mohan et. al. [17], modified expressions for the volume enclosed V_ψ , and the surface area S_ψ of an equipotential surface can be obtained if desired in series form.

3. Equilibrium structures of rotationally and tidally distorted Prasad model. If we assume that the primary component of binary system behaves as Prasad model and rotating about its axis then its equilibrium structure will be distorted by rotation as well as the tidal effects of the companion. In order to determine the equilibrium structure of this rotationally and tidally distorted stellar model, we may follow the approach of Mohan and Saxena [12], it is assumed that the rotational velocity and the mass of the secondary star as compared to the primary are suitably small.

Let r_ψ denote the radius of the topologically equivalent spherical model which corresponds to an equipotential surface $\psi = \text{const}$ of this rotationally and tidally distorted Prasad model. Also, let R_ψ be the value of r_ψ on the equipotential surface $\psi = \text{const}$ of this rotationally and tidally distorted model. Following the approach as discussed by Saini [18], r_ψ and R_ψ are given as:

$$r_\psi = Dr_0 \left[1 + \frac{4nr_0^3}{3z} + \left(\frac{4q^2r_0^6}{4z^2} + \frac{8nq}{15z^2} + \frac{76n^2}{45z^2} \right) r_0^6 + \frac{5q^2r_0^8}{7z^2} + \frac{2q^2r_0^{10}}{3z^2} + \dots \right], \quad (4)$$

$$R_\psi = Dr_{0s} \left[1 + \frac{4nr_{0s}^3}{3z} + \left(\frac{4q^2r_{0s}^6}{4z^2} + \frac{8nq}{15z^2} + \frac{76n^2}{45z^2} \right) r_{0s}^6 + \frac{5q^2r_{0s}^8}{7z^2} + \frac{2q^2r_{0s}^{10}}{3z^2} + \dots \right], \quad (5)$$

and

$$z = \frac{5}{2} \left(\frac{r_\psi}{R_\psi} \right)^3 - \frac{3}{2} \left(\frac{r_\psi}{R_\psi} \right)^5,$$

where

$$r_0 = \frac{z}{\psi - q}. \quad (6)$$

Further let ρ_ψ denote the value of density on an equipotential $\psi = \text{const}$. The density distribution law of rotationally and tidally distorted Prasad model is given as

$$\rho_\psi = \rho_c \left(1 - \frac{r_\psi^2}{R_\psi^2} \right). \quad (7)$$

On substituting the value of r_ψ and R_ψ from equation (4) and (5) in equation

(7) we get

$$\rho_{\psi} = \rho_c \left[1 - \frac{D^2 r_0^2}{R_{\psi}^2} \left[1 + \frac{4nr_0^3}{3z} + \left(\frac{8q^2 r_0^6}{5z^2} + \frac{16nq}{15z^2} + \frac{172n^2}{45z^2} \right) r_0^6 + \frac{10q^2 r_0^8}{7z^2} + \frac{4q^2 r_0^{10}}{3z^2} + \dots \right] \right] \quad (8)$$

On substituting value of ρ_{ψ} from (8) and using the approach used by Mohan and Saxena [12], integrating with respect to r_0 and using the fact that $M_{\psi} = 0$ at centre $r_0 = 0$, we get

$$M_{\psi} = \frac{4\pi\rho_c D^3 r_0^3}{3} \left[1 - \frac{3D^2}{5R_{\psi}^2} r_0^2 + \frac{2nr_0^3}{z} - \frac{2nR^2 r_0^5}{zR_{\psi}^2} + \left(\frac{12q^2 r_0^6}{5z^2} + \frac{8nq}{15z^2} + \frac{32n^2}{5z^2} \right) r_0^6 + \right. \\ \left. + \left(\frac{15q^2}{7z^2} - \frac{12q^2 D^2}{5z^2 R_{\psi}^2} - \frac{8nq D^2}{5z^2 R_{\psi}^2} - \frac{116n^2}{15z^2} \right) r_0^8 + \left(\frac{2q^2}{5z^2} - \frac{15q^2 R^2}{7z^2 R_{\psi}^2} \right) r_0^{10} + \dots \right] \quad (9)$$

Similarly, on substituting ρ_{ψ} from (8) and M_{ψ} from (9) and using the approach used by Mohan and Saxena [12] and integrating with respect to r_0 , we get

$$P_{\psi} = \frac{2\pi G \rho_c^2 D^2}{3} \left[K - r_0^2 + \frac{4D^2 r_0^4}{5R_{\psi}^2} - \frac{4nr_0^5}{5z} - \frac{D^4 r_0^2}{5R_{\psi}^2} + \frac{32nD^2 r_0^7}{21zR_{\psi}^2} - \right. \\ \left. - \left(\frac{q^2 r_0^8}{2z^2} + \frac{nq}{3z^2} + \frac{4n^2}{3z^2} \right) r_0^8 - \frac{28nD^4 r_0^9}{45zR_{\psi}^4} + \right. \\ \left. + \left(-\frac{3q^2}{10z^2} + \frac{144D^2 q^2}{125z^2 R_{\psi}^2} + \frac{96D^2 nq}{125z^2 R_{\psi}^2} + \frac{4225n^2}{1125z^2} \right) r_0^{10} + \dots \right] \quad (10)$$

where K is a constant of integration whose value may be calculated by using boundary condition say $P_{\psi} = 0$ at $r_0 = r_{0s}$. This yields

$$K = r_{0s}^2 - \frac{4D^2 r_{0s}^4}{5R_{\psi}^2} + \frac{4nr_{0s}^5}{5z} + \frac{D^4 r_{0s}^6}{5R_{\psi}^2} - \frac{32nD^2 r_{0s}^7}{21zR_{\psi}^2} + \left(\frac{q^2 r_{0s}^8}{2z^2} + \frac{nq}{3z^2} + \frac{4n^2}{3z^2} \right) r_{0s}^8 + \\ + \frac{28nD^4 r_{0s}^9}{45zR_{\psi}^4} - \left(\frac{3q^2}{10z^2} + \frac{144D^2 q^2}{125z^2 R_{\psi}^2} + \frac{96D^2 nq}{125z^2 R_{\psi}^2} + \frac{4225n^2}{1125z^2} \right) r_{0s}^{10} + \dots \quad (11)$$

Similarly the volume V_{ψ} , surface area S_{ψ} , g^- and g^{-1} of rotationally and tidally distorted Prasad model are obtained as

$$V_{\psi} = \frac{4\pi D r_0^3}{3} \left[1 + \frac{2nr_0^3}{z} + \left(\frac{12q^2}{5z^2} + \frac{8nq}{5z} + \frac{32n^2}{5z^2} \right) r_0^6 + \frac{15q^2 r_0^8}{7z^2} + \frac{2q^2 r_0^{10}}{z^2} + \dots \right] \quad (12)$$

$$S_{\psi} = 4\pi r_0^2 D^2 \left[1 + \frac{4nr_0^3}{3z} + \left(\frac{7q^2}{5z^2} + \frac{14nq}{15z^2} + \frac{56n^2}{15z^2} \right) r_0^6 + \frac{9q^2 r_0^8}{7z^2} + \frac{11q^2 r_0^{10}}{9z^2} + \dots \right] \quad (13)$$

$$g = \frac{zGM_{\psi}}{r_0^2 D^2} \left[1 - \frac{8nr_0^3}{3z} - \left(\frac{3q^2}{z^2} + \frac{2nq}{z^2} + \frac{40n^2}{9z^2} \right) r_0^6 - \frac{51q^2 r_0^8}{14z^2} - \frac{13q^2 r_0^{10}}{3z^2} + \dots \right] \quad (14)$$

$$\bar{g}^{-1} = \frac{r_0^2 D^2}{zGM_\psi} \left[1 + \frac{8\pi r_0^3}{3z} + \left(\frac{31q^2}{5z^2} + \frac{62nq}{15z^2} + \frac{584n^2}{45z^2} \right) r_0^6 + \frac{101q^2 r_0^8}{14z^2} + \frac{75q^2 r_0^{10}}{9z^2} + \dots \right]. \quad (15)$$

4. Numerical evaluation of structure for Prasad model and analysis of results. For a better appreciation of the effects of rotation and tidal distortions on the values of density, mass and pressure at various points inside the star, we have used equations (8), (9) and (10) to numerically compute the values of ρ_ψ , M_ψ and P_ψ at various points inside Prasad model.

The results presented in Tables 1, 2, 3 and 4 (see also Fig.2 and Fig.3) give the values of certain structures parameters and related observable quantities

Table 1

STRUCTURE PARAMETERS OF UNDISTORTED STARS FOR
PRASAD MODEL ($\psi=5.0$, $n=0.0$, $q=0.0$)

x	V_ψ	S_ψ	ρ_ψ	M_ψ	P_ψ	σ	ε	T_s/T_s	L_s/L_s
0.1	0.00001	0.00041	0.99000	0.00248	0.00004	0.00000	0.00000	0.14142	1.00000
0.2	0.00006	0.00161	0.96000	0.01951	0.00028	0.00000	0.00000	0.20005	1.00000
0.3	0.00022	0.00362	0.91000	0.06384	0.00081	0.00000	0.00000	0.24497	1.00000
0.4	0.00052	0.00642	0.84000	0.14464	0.00150	0.00000	0.00000	0.28285	1.00000
0.5	0.00102	0.01040	0.75000	0.26562	0.00209	0.00000	0.00000	0.31626	1.00000
0.6	0.00171	0.01443	0.64000	0.42336	0.00228	0.00000	0.00000	0.34648	1.00000
0.7	0.00272	0.01967	0.51000	0.60539	0.00190	0.00000	0.00000	0.37417	1.00000
0.8	0.00402	0.02565	0.36000	0.78848	0.00111	0.00000	0.00000	0.40009	1.00000
0.9	0.00585	0.03246	0.19000	0.93676	0.00032	0.00000	0.00000	0.42425	1.00000
1.0	0.00800	0.04000	0.00000	1.00006	0.00000	0.00000	0.00000	0.44728	1.00000

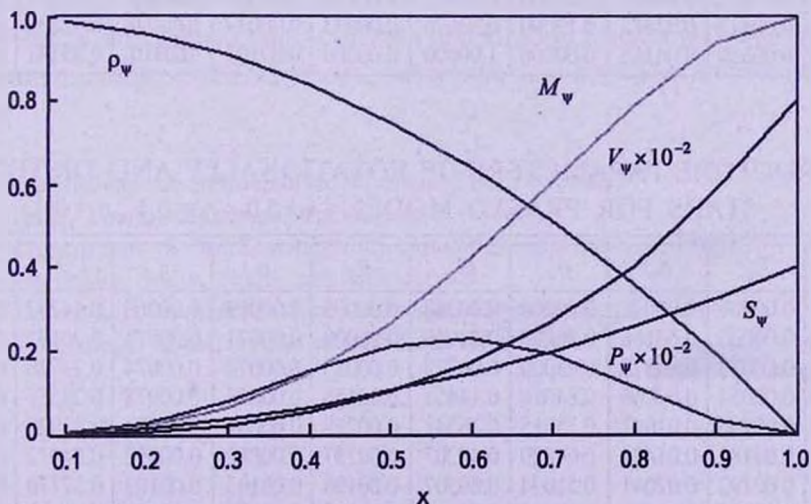


Fig.2. Behavior of some structure parameters of undistorted Prasad Models of stars ($\psi=5.0$, $n=0.0$, $q=0.0$).

Table 2

STRUCTURE PARAMETERS OF ROTATIONALLY DISTORTED
STARS FOR PRASAD MODEL ($\psi=5.0$, $n=0.1$, $q=0.0$)

x	V_{ψ}	S_{ψ}	ρ_{ψ}	M_{ψ}	P_{ψ}	σ	ε	T_c/T_s	L_c/L_s
0.1	0.00001	0.00040	0.99000	0.00242	0.00024	0.00032	0.00032	0.14139	0.99872
0.2	0.00006	0.00160	0.96002	0.01950	0.01404	0.00032	0.00032	0.19995	0.99865
0.3	0.00022	0.00360	0.91000	0.06379	0.01259	0.00033	0.00033	0.24490	0.99862
0.4	0.00051	0.00640	0.84009	0.14452	0.01037	0.00035	0.00035	0.28279	0.99855
0.5	0.00100	0.01040	0.75014	0.26543	0.00787	0.00037	0.00037	0.31616	0.99848
0.6	0.00173	0.01440	0.64018	0.42308	0.00537	0.00040	0.00040	0.34632	0.99830
0.7	0.00276	0.01960	0.5102	0.60509	0.00314	0.00045	0.00045	0.37408	0.99812
0.8	0.00403	0.02561	0.36002	0.78822	0.00141	0.00052	0.00051	0.39989	0.99796
0.9	0.00582	0.03242	0.19019	0.93664	0.00032	0.00062	0.00062	0.42413	0.99757
1.0	0.00800	0.04000	0.00000	1.0000	0.00000	0.0008	0.00079	0.44700	0.99607

Table 3

STRUCTURE PARAMETERS OF TIDALLY DISTORTED STARS FOR
PRASAD MODEL ($\psi=5.0$, $n=0.0$, $q=0.1$)

x	V_{ψ}	S_{ψ}	ρ_{ψ}	M_{ψ}	P_{ψ}	σ	ε	T_c/T_s	L_c/L_s
0.1	0.00001	0.00042	0.95000	0.00248	0.00003	0.00034	0.00034	0.14283	0.99823
0.2	0.00006	0.00166	0.96000	0.01952	0.00023	0.00036	0.00036	0.20195	0.99815
0.3	0.00022	0.00375	0.91000	0.06385	0.00084	0.00038	0.00038	0.24736	0.99806
0.4	0.00054	0.00664	0.84000	0.14464	0.00156	0.00040	0.00040	0.28566	0.99797
0.5	0.00105	0.01041	0.75000	0.26562	0.00218	0.00044	0.00044	0.31934	0.99772
0.6	0.00182	0.01497	0.64000	0.42336	0.00237	0.00048	0.00048	0.34988	0.99744
0.7	0.00291	0.02040	0.51000	0.60539	0.00198	0.00055	0.00055	0.37785	0.99710
0.8	0.00435	0.02665	0.36000	0.78848	0.00116	0.00064	0.00064	0.40392	0.99668
0.9	0.00618	0.03372	0.19000	0.93676	0.00033	0.00079	0.00078	0.42830	0.99586
1.0	0.00850	0.04165	0.00000	1.00000	0.00000	0.00103	0.0010	0.45141	0.99446

Table 4

STRUCTURE PARAMETERS OF ROTATIONALLY AND DISTORTED
STARS FOR PRASAD MODEL ($\psi=5.0$, $n=0.1$, $q=0.1$)

x	V_{ψ}	S_{ψ}	ρ_{ψ}	M_{ψ}	P_{ψ}	σ	ε	T_c/T_s	L_c/L_s
0.1	0.00001	0.00041	0.99000	0.00248	0.00005	0.00069	0.00069	0.14282	0.99687
0.2	0.00006	0.00166	0.96000	0.01950	0.00028	0.00071	0.00071	0.20193	0.99677
0.3	0.00023	0.00375	0.91000	0.06379	0.00083	0.00074	0.00074	0.24736	0.99662
0.4	0.00054	0.00666	0.84010	0.14451	0.00156	0.00078	0.00078	0.28556	0.99642
0.5	0.00106	0.01041	0.75015	0.26541	0.00218	0.00084	0.00084	0.31928	0.99613
0.6	0.00183	0.01499	0.64020	0.42307	0.00237	0.00092	0.00092	0.34972	0.99574
0.7	0.00292	0.02041	0.51024	0.60507	0.00198	0.00103	0.00103	0.37770	0.99520
0.8	0.00436	0.02667	0.36025	0.78820	0.00116	0.00120	0.00120	0.40387	0.99441
0.9	0.00620	0.03376	0.19020	0.93663	0.00032	0.00145	0.00145	0.42824	0.99319
1.0	0.00851	0.04166	0.00000	1.00000	0.00000	0.00188	0.00188	0.45121	0.99110

of undistorted, rotationally distorted, tidally distorted and rotationally and tidally distorted Prasad model for $\psi=5.0$. Results show that there are no major changes on the internal structure and the behavior of stars due to the effect of tidal distortion, differential rotation and the account for mass variation inside

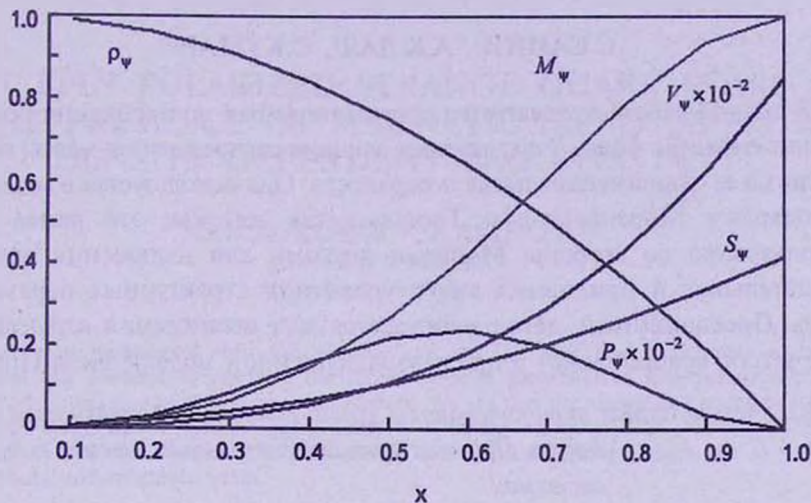


Fig.3. Behavior of some structure parameters of rotationally and tidally distorted Prasad Models of stars ($\psi=5.0$, $n=0.1$, $q=0.1$).

the star on its equipotential surfaces. However, it has been observed that due to the effect of tidal distortion and differential rotation, the volume of the core at the middle of the Prasad model increases slightly.

Acknowledgments. 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, for giving his fruitful suggestions.

¹ Department of Mathematics, Graphic Era University, India, email: sainiseemal@gmail.com

² Department of Mathematics and Computer Applications, Thapar University, India, email: akal@thapar.edu

³ Department of Mathematics, Stallion College for Engineering and Technology, India, email: dr.sunilkumar@live.com

РАВНОВЕСНАЯ СТРУКТУРА ВРАЩАТЕЛЬНО- И ПРИЛИВОВОЗМУЩЕННОЙ МОДЕЛИ ПРАСАДА, ВКЛЮЧАЮЩЕЙ ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ МАССЫ ВНУТРИ ЗВЕЗДЫ

С.САИНИ¹, А.К.ЛАЛ², С.КУМАР³

В данной работе предлагается соответствующая модификация понятия эквипотенциалов Роша, учитывающая влияние распределения массы внутри звезды на ее эквипотенциальные поверхности. Она используется в сочетании с подходом Kippenhahn-а и Thomas-а так же, как это ранее было использовано со стороны Mohan и другими для включения влияния вращательных и приливных сил в уравнения структурных параметров звезд. Предложенный метод используется для вычисления структурных параметров вращательно- и приливовозмущенной модели звезд Прасада.

Ключевые слова: *эквипотенциалы Роша: равновесная структура звезд: модель Прасада: вращающиеся звезды: звезды в двойных системах*

REFERENCES

1. C.Prasad, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 109(1), 103, 1949.
2. H.S.Gurm, Ph.D. Thesis, University of Roorkee, Roorkee, India, 1987.
3. R.Kippenhahn, H.C.Thomas, A simple method for the solution of stellar structure equations including rotation and tidal forces, Stellar Rotation, ed. A.Slettebak, D.Reidel, Pub. Company, Dordrecht, Holland, 20-29, 1970.
4. C.Prasad, C.Mohan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 141, 389, 1968.
5. S.R.Agarwal, Ph.D. Thesis, University of Roorkee, Roorkee, India, 1987.
6. M.K.Sharma, Ph.D. Thesis, RoorkeeUniversity, Roorkee, India, 1997.
7. A.K.Lal, S.Saini, C.Mohan, V.P.Singh, Astrophys. Space Science, 306, 165, 2006.
8. Z.Kopal, Advances in Astron. Astrophys., 9, 1-49, 1972.
9. Z.Kopal, Dynamics of Close Binary Systems, D.Reidel Publ., Dordrecht, Boston, London, 1978.
10. C.Mohan, V.P.Singh, Astrophys. Space Science, 54, 293, 1978.
11. C.Mohan, V.P.Singh, Astrophys. Space Science, 56, 109, 1978.
12. C.Mohan, R.M.Saxena, Astrophys. Space Science, 95, 369, 1983.
13. C.Mohan, R.M.Saxena, S.R.Agarwal, Astrophys. Space Science, 163, 23, 1990.
14. C.Mohan, A.K.Lal, V.P.Singh, Astrophys. Space Science, 193, 69, 1992.
15. A.K.Lal, S.Saini, C.Mohan, V.P.Singh, Astrophys. Space Science, 310, 317, 2007.
16. M.Baur, Astrophys. Space Science, 296, 255, 2005.
17. C.Mohan, A.K.Lal, V.P.Singh, Astrophys. Space Science, 215, 111, 1994.
18. S.Saini, Ph.D. Thesis, Indian Institute of Technology, Roorkee, India, 2005.

HOT SPIN POLARIZED STRANGE QUARK STARS IN THE PRESENCE OF MAGNETIC FIELD USING A DENSITY DEPENDENT BAG CONSTANT

G.H.BORDBAR^{1,2}, Z.ALIZADE^{1,2}

Received 2 May 2013

Accepted 6 December 2013

The effect of magnetic field on the structure properties of hot spin polarized strange quark stars has been investigated. For this purpose, we use the MIT bag model with a density dependent bag constant to calculate the thermodynamic properties of spin polarized strange quark matter such as energy and equation of state. We see that the energy and equation of state of strange quark matter changes significantly in a strong magnetic field. Finally, using our equation of state, we compute the structure of spin polarized strange quark star at different temperatures and magnetic fields.

Key words: quark stars: magnetic field: structure properties

1. Introduction. A strange quark star is a hypothetical type of exotic star composed of strange quark matter. This is an ultra-dense phase of degenerate matter theorized to form inside particularly massive neutron stars. It is theorized that when the degenerate neutron matter which makes up a neutron star is put under sufficient pressure due to the star's gravity, neutrons break down into their constituent up and down quarks. Some of these quarks may then become strange quarks and form strange matter, and hence a strange quark star, similar to a single gigantic hadron (but bound by gravity rather than the strong force). Actually, until recently, astrophysicists were not sure there was a gray area between neutron stars and black holes, stellar remnants from a massive star's death had to be one or the other. Now, it is thought there is another bizarre creature out there, more massive than a neutron star, yet too small to collapse in on itself to form a black hole. Although they have yet to be observed, strange quark stars should exist, and scientists are only just beginning to realize how strange these things are. Neutron stars, strange quark stars and black holes are all born via the same mechanism: a supernova collapse. But each of them are progressively more massive, so they originate from supernovae produced by progressively more massive stars. The collapsing supernova will turn into a neutron star only if its mass is about $1.4 - 3 M_{\odot}$. In a neutron star, if density of the core is high enough ($10^{15} \text{ gr cm}^{-3}$) the nucleons dissolve to their components, quarks, and a hybride star (neutron star with a core of strange quark matter (SQM)) is formed. If after the explosion of the supernova

density high enough ($10^{15} \text{ gr cm}^{-3}$), the pure strange quark star (SQS) may be formed directly. The composition of SQS was first proposed by Itoh [1] with formulation of Quantum Charmo Dynamics (QCD).

One of the most important characteristics of a compact star is its magnetic field which is about $10^{15} - 10^{19} \text{ G}$ for pulsars, magnetars, neutron stars and SQS [2,3]. This strong magnetic field has an important influence on compact stars. Therefore, investigating the effect of an strong magnetic field on strange quark matter (SQM) properties is important in astrophysics. In recent years much interesting work has been done on the properties of dense astrophysical matter in the presence of a strong magnetic field [4,5]. The effect of the strong magnetic field on SQM has been investigated using the MIT bag model as well as the D3QM model of confinement [6,7]. We have studied the effects of strong magnetic fields on the neutron star structure employing the lowest order constrained variational technique [8]. Recently, we have also calculated the structure of polarized SQS at zero temperature [9], the structure of unpolarized SQS at finite temperature [10], structure of the neutron star with the quark core at zero temperature [11] and finite temperature [12,13], structure of spin polarized SQS in the presence of magnetic field at zero temperature using density dependent bag constant [14] and at finite temperature using a fixed bag constant [15]. The aim of the present work is calculating some properties of polarized SQS at finite temperature in the presence of a strong magnetic field using the MIT bag model with a density dependent bag constant. To this aim, in section II, we calculate the energy and equation of state of SQM in the presence of magnetic field at finite temperatures by MIT bag model using a density dependent bag constant. Finally in section III, we solve the TOV equation, and calculate structure of SQS.

2. Calculation of energy and equation of state of strange quark matter. We study the properties of strange quark matter and resulting equation of state. The equation of state plays an important role in obtaining the structure of a star. From a basic point of view, the equation of state for SQM should be calculated by Quantum chromodynamics (QCD). Previous researchers have investigated the properties of the strange stars using diffrent equations of state with interesting results [17–19]. There are many different models for deriving the equation of state of strange quark matter (SQM) such as MIT bag model [20,21], NJL model [22,23] and perturbation QCD model [24,25]. Here, we use MIT bag model using a density dependent bag constant to calculate the equation of state of SQM in the presence of a strong magnetic field.

The MIT bag model confines three non-interacting quarks to a spherical cavity, with the boundary condition that the quark vector current vanishes on the boundary. The noninteracting treatment of the quarks is justified by appealing to the idea of asymptotic freedom, whereas the hard boundary condition is justified by quark confinement. This model developed in 1947 at "Massachusetts

Institute of Technology". In this model quarks are forced by a fixed external pressure to move only inside a given spatial region and occupy single particle orbital. The shape of the bag is spherical if all the quarks are in ground state. Inside the bag, quarks are allowed to move quasi-free. It is an appropriate boundary condition at the bag surface that guarantees that no quark can leave the bag. This implies that there are no quarks outside the bag [26].

2.1. Density dependent bag constant. In the MIT bag model, the energy per volume for the strange quark matter is equal to the kinetic energy of the free quarks plus a bag constant ($\mathcal{B}_{bag}$) [20], which is the difference between energy densities of the noninteracting quarks and interacting quarks. There are two cases for the bag constant, a fixed value, and a density dependent value. In the initial MIT bag model, two different values such as 55 and 90 MeV/fm³ were considered for the bag constant. Since the density of strange quark matter increases from the surface to the core of a strange quark star, it is more realistic that we use a density dependent bag constant [27–30]. By considering the experimental date received at CERN, the quark-hadron transition occurs at a density about seven times the normal nuclear matter energy density (156 MeV/fm³) [25,31]. By supposing that transition of quark-gluon plasma is only defined by the value of the energy density, the density dependence of $\mathcal{B}_{bag}$ has been considered to have a Gaussian form,

$$\mathcal{B}_{bag}(n) = \mathcal{B}_\infty + (\mathcal{B}_0 - \mathcal{B}_\infty)e^{-\gamma(n/n_0)^2}, \quad (1)$$

where $\mathcal{B}_0$ parameter is equal to $\mathcal{B}(n=0)$, and it has fixed value $\mathcal{B}_0 = 400 \text{ MeV/fm}^3$. γ is a numerical parameter, and usually equal to 0.17, the normal nuclear matter density [30]. $\mathcal{B}_\infty$ depends only on the free parameter $\mathcal{B}_0$.

For obtaining $\mathcal{B}_\infty$, we use the equation of state of the asymmetric nuclear matter, which should agree with empirical data. For computing the equation of state of asymmetric nuclear matter, we apply the lowest order constrained variational (LOCV) many-body procedure as follows [32–40].

The asymmetric nuclear matter is defined as a system consisting of Z protons (pt) and N neutrons (nt) with the total number density $n = n_{pt} + n_{nt}$ and proton fraction $x_{pt} = n_{pt}/n$, where n_{pt} and n_{nt} are the number densities of protons and neutrons, respectively. For this system, we consider a trial wave function as follows:

$$\psi = F\phi, \quad (2)$$

where ϕ is the Slater determination of the single-particle wave function and F is the A-body correlation operator ($A = Z + N$), which is taken to be

$$F = S \prod f(ij), \quad (3)$$

and S is a symmetrizing operator. For the asymmetric nuclear matter, the energy per nucleon up to the two-body term in the cluster expansion is

$$E(f) = \frac{1}{A} \frac{\langle \psi | H | \psi \rangle}{\langle \psi | \psi \rangle} = E_1 + E_2. \quad (4)$$

The one-body energy, E_1 , is

$$E_1 = \sum \sum \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m}, \quad (5)$$

where labels 1 and 2 are used for the proton and neutron respectively, and k_i is the momentum of particle i . The two-body energy, E_2 , is

$$E_2 = \frac{1}{2A} \sum \langle ij | v(12) | ij - ji \rangle, \quad (6)$$

where

$$v(12) = -\frac{\hbar^2}{2m} [f(12) [\nabla_{12}^2 f(12)] + f(12) V(12) f(12)]. \quad (7)$$

$f(12)$ and $V(12)$ are the two-body correlation and nucleon-nucleon potential, respectively. In our calculations, we use $UV_{14} + TNI$ nucleon-nucleon potential [41]. The procedure of these calculations has been studied in [33]. According to this discussion, we minimize the two-body energy with relation to the variations in the correlation function subject to the normalization constraint. From minimization of the two-body energy, we get a set of differential equations. We can compute the correlation function by numerically solving these differential equations. Finally, we get the two-body energy, and then the energy of asymmetric nuclear matter.

The empirical consequence at CERN acknowledge a proton fraction $x_p = 0.4$ (data are from probaton accelerated nuclei) [30,31]. Therefore to calculate $\mathcal{B}_\infty$, we use our results of the above formalism for the asymmetric nuclear matter characterized by a proton fraction $x_p = 0.4$. According to the following method, the assumptions of the hadron-quark transition takes place at energy density equal to 1100 MeV/fm³ [30,31]. We find that the baryonic density of the nuclear matter is $n_0 = 0.98 \text{ fm}^{-3}$ (transition density). At densities lower than this value, the energy density of the quark matter is higher than that of the nuclear matter. By increasing the baryonic density, these two energy densities become equal at the transition density, and above this value the nuclear matter energy density remains always higher. Also, we determine $\mathcal{B}_\infty = 8.99 \text{ MeV/fm}^3$ by putting the energy density of the quark matter and that of the nuclear matter equal to each other.

2.2. Energy of spin polarized strange quark matter at finite temperature in the presence of magnetic field. In this section, we derive the EOS of SQM in the presence of magnetic field. First, we calculate the energy of SQM. For this, we should find the quark densities in term of baryonic number density (n_b). By imposing charge neutrality and chemical

equilibrium (we suppose that neutrinos leave the system freely), we get the following relations [25],

$$\mu_d = \mu_u + \mu_e, \quad (8)$$

$$\mu_s = \mu_u + \mu_e, \quad (9)$$

$$\mu_s = \mu_d, \quad (10)$$

$$2/3 n_u - 1/3 n_s - 1/3 n_d - n_e = 0, \quad (11)$$

where μ_i is the chemical potential and n_i is the number density of quark i . We can ignore the electrons ($n_e = 0$) [42–44], and consider the strange quark matter (SQM) including u , d and s quarks. Therefore, we have

$$n_u = 1/2 (n_s + n_d). \quad (12)$$

In the presence of the magnetic field, we have the spin polarized SQM including spin-up and spin-down u , d and s quarks. Now, we introduce the polarization parameter as follows,

$$\zeta_i = \frac{n_i^+ - n_i^-}{n_i}. \quad (13)$$

In the above equation, n_i^+ is the number density of spin-up quark i and n_i^- is the number density of spin-down quark i , where $0 \leq \zeta_i \leq 1$ and $n_i = n_i^+ + n_i^-$.

The chemical potential μ_i for any value of the temperature (T) and number density (n_i) is obtained using the following constraint,

$$n_i = \sum_{p=\pm} \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty f(n_i^{(p)}, k, T) k^2 dk, \quad (14)$$

where g is degeneracy number of the system and

$$f(n_i^{(p)}, k, T) = \frac{1}{\exp\left(\beta\left(\left(m_i^2 c^4 + \hbar^2 k^2 c^2\right)^{1/2} - \mu_i(n_i^{(p)}, T)\right)\right) + 1} \quad (15)$$

is the Fermi-Dirac distribution function. In the above equation $\beta = 1/k_B T$ and m_i is the mass of quark i . It should be noted that in our calculations, we ignore the masses of u and d quarks, and we consider $m_s = 150$ MeV.

The energy of spin polarized SQM in the presence of the magnetic field within the MIT bag model is as follows,

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_u + \varepsilon_d + \varepsilon_s + \varepsilon_M + \mathcal{B}_{bag}, \quad (16)$$

where

$$\varepsilon_i = \sum_{p=\pm} \frac{g}{2\pi^2} \int_0^\infty \left(m_i^2 c^4 + \hbar^2 k^2 c^2\right)^{1/2} f(n_i^{(p)}, k, T) k^2 dk. \quad (17)$$

In our calculations, we suppose that $\zeta = \zeta_u = \zeta_d = \zeta_s$. In Eq. (16), $\mathcal{B}_{bag}$ is the bag constant with a density-dependent value which has been introduced in Eq. (1), and $\varepsilon_M = E_M/V$ is the magnetic energy density of SQM, where

$EM = -M \cdot B$ is the magnetic energy. If we consider the uniform magnetic field along z direction, the contribution of magnetic energy of the spin polarized SQM is given by

$$E_M = - \sum_{i=u,d,s} M_z^{(i)} B, \quad (18)$$

where $M_z^{(i)}$ is the magnetization of the system corresponding to particle i which is given by

$$M_z^{(i)} = N_i \mu_i \zeta_i. \quad (19)$$

In the above equation, N_i and μ_i are the number and magnetic moment of particle i , respectively ($\mu_s = -0.581\mu_N$, $\mu_u = 1.852\mu_N$ and $\mu_d = -0.972\mu_N$, where $\mu_N = 5.05 \times 10^{-27} \text{ J/T}$ is the nuclear magnetic moment [45]). Finally, the magnetic energy density of spin polarized SQM can be obtained using the following relation,

$$\varepsilon_M = - \sum_i n_i \mu_i \zeta_i B. \quad (20)$$

We obtain the thermodynamic properties of the system using the Helmholtz free energy,

$$F = \varepsilon_{tot} - TS_{tot}, \quad (21)$$

where S_{tot} is the total entropy of SQM,

$$S_{tot} = S_u + S_d + S_s, \quad (22)$$

In Eq. (22), S_i is entropy of particle i ,

$$S_i(n_i, T) = - \sum_{p=\pm} \frac{3}{2} k_B \int_0^\infty \left[f(n_i^{(p)}, k, T) \ln(f(n_i^{(p)}, k, T)) + (1 - f(n_i^{(p)}, k, T)) \ln(1 - f(n_i^{(p)}, k, T)) \right] k^2 dk. \quad (23)$$

2.3. Equation of state of spin polarized strange quark matter. Equation of state of strange quark matter plays an important role in investigating the structure of strange quark star [11,16,46]. We can use the free energy to derive the equation of SQM in the presence of the magnetic field with a density dependent bag constant, by the following relation,

$$P = \sum_i \left(n_i \frac{\partial F_i}{\partial n_i} - F_i \right), \quad (24)$$

where P is the pressure of system and F_i is the free energy of particle i .

3. Results and discussion.

3.1. Thermodynamic properties of spin polarized strange quark matter. In Fig.1, we have plotted the polarization parameter versus the baryonic density in the presence of magnetic field ($B = 5 \times 10^{18} \text{ G}$) at different temperatures. From this figure, we can see that the polarization parameter decreases by increasing the baryonic density. However, at high densities, the

polarization parameter gets a constant value. In Fig.1, we have also shown the influence of increasing the temperature on the polarization of SQM. We see that at a fixed density, the polarization parameter decreases by increasing the temperature. In fact, at high temperatures, the kinetic energy of quarks increases, and the contribution of magnetic energy is therefore lower. We have also shown the polarization parameter versus the baryonic density at a fixed temperature ($T = 30$ MeV) in different magnetic fields in Fig.2. This indicates that by increasing the baryonic density, the polarization parameter decreases. We see that at high densities, this parameter gets a constant value, and it increases by increasing the magnetic field. Fig.2 shows that at high densities, for the magnetic fields lower than $B = 5 \times 10^{17}$ G, the polarization parameter becomes nearly zero. In the other words, at high densities for low magnetic

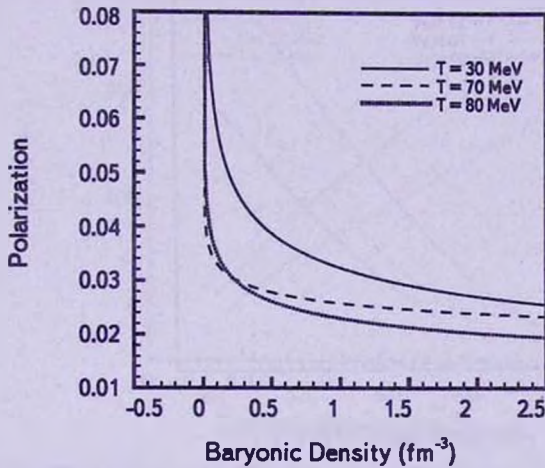


Fig.1. The polarization parameter versus baryonic density for $B = 5 \times 10^{18}$ G at different temperatures (T).

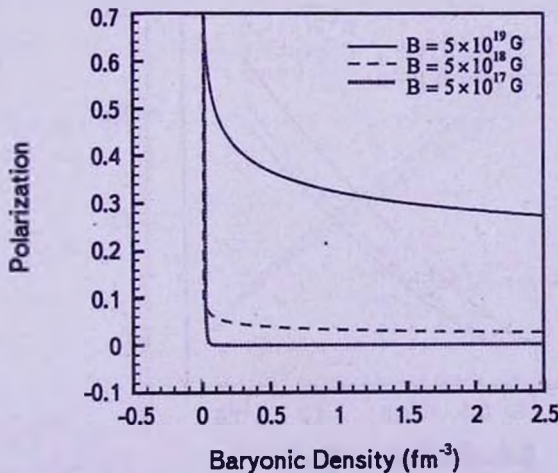


Fig.2. The polarization parameter versus baryonic density at $T = 30$ MeV for different magnetic fields (B).

fields, the SQM becomes nearly unpolarized.

We have presented the total free energy per volume of the spin polarized SQM as a function of the baryonic density in Fig.3 for the magnetic field $B = 5 \times 10^{18}$ G at different temperatures. We can see that the free energy of spin polarized SQM increases by increasing the baryonic density, and at high densities, the increasing of free energy is faster than at low densities. At any density, the free energy decreases by increasing the temperature. This is due to the fact that the magnitude of second term of Eq. (21) (TS_{tot}) increases as the temperature increases. In Fig.4, we have seen that at a fixed temperature ($T = 30$ MeV), the free energy of the spin polarized SQM decreases as the magnetic field increases. In fact, the presence of magnetic field helps the

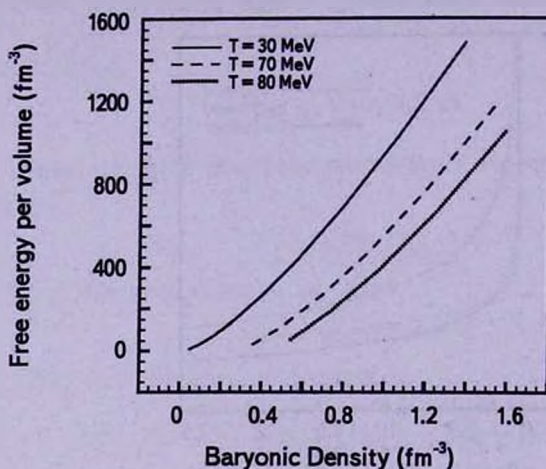


Fig.3. The total free energy per volume of the spin polarized SQM as a function of the baryonic density for $B = 5 \times 10^{18}$ G at different temperatures (T).

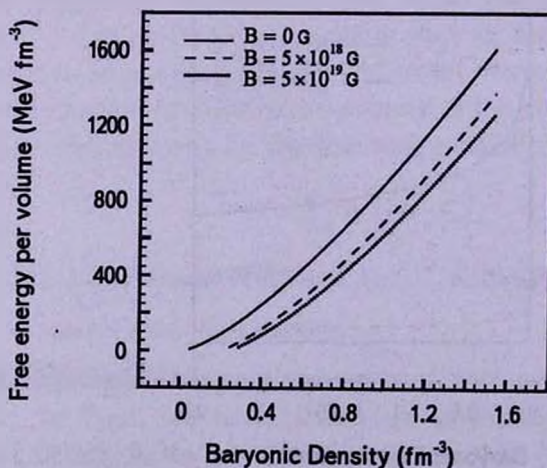


Fig.4. The total free energy per volume of the spin polarized SQM as a function of the baryonic density at $T = 30$ MeV for different magnetic fields (B).

orientation of quarks to a more regular and stable system with the lower energy.

In Fig.5, we have shown the pressure of spin polarized SQM versus density in the presence of magnetic field ($B=5\times 10^{18}$ G) at different temperatures. From this figure, we have found that at each density, by increasing the temperature, the pressure increases. In the other word, the equation of state of spin polarized SQM becomes stiffer by increasing the temperature. In Fig.6, the equation of state of spin polarized SQM at fixed temperature ($T=30$ MeV) for different magnetic fields has been plotted. This figure indicates that the presence of magnetic field leads to the stiffer equation of state for the spin polarized SQM. As can be seen from Figs.3 and 4, by increasing both temperature and magnetic field, increasing the free energy versus density takes

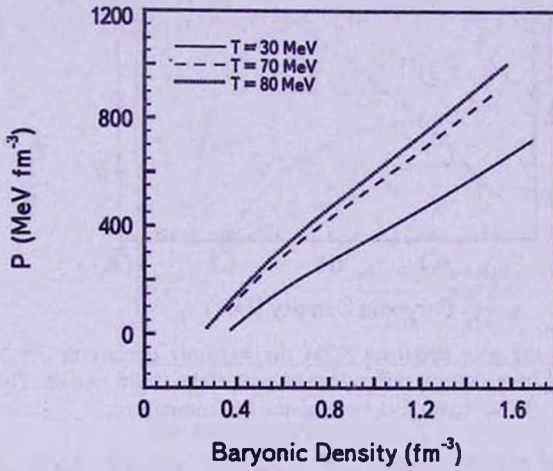


Fig.5. The pressure of the spin polarized SQM versus the baryonic density for $B = 5\times 10^{18}$ G at different temperatures (T).

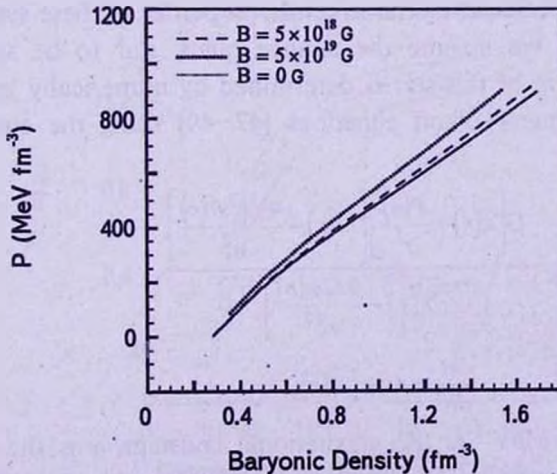


Fig.6. The pressure of the spin polarized SQM the baryonic density at $T=30$ MeV for different magnetic fields (B).

place with the higher slope. This leads to higher pressure at higher temperatures and magnetic fields. The equation of state of system for the density dependent bag constant at $T = 30$ MeV and $B = 5 \times 10^{18}$ G has been plotted in Fig.7. In this figure, we have also given the results for the case of fixed bag constant ($B_{\text{bag}} = 90$ MeV/fm³) [15] for comparison. Fig.7 indicates that with the density dependent bag constant, the equation of state of spin polarized SQM is stiffer than that with the fixed bag constant.

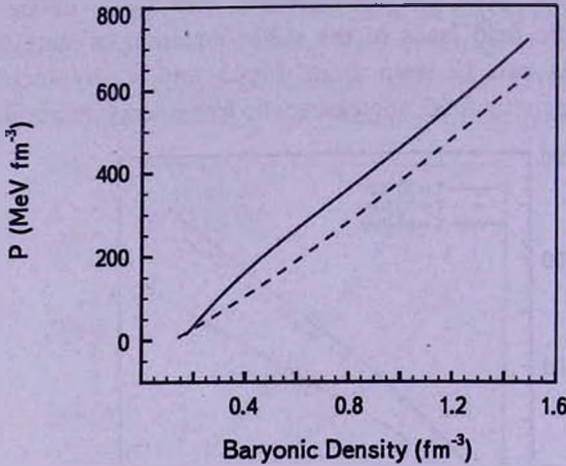


Fig.7. The pressure of the spin polarized SQM the baryonic density at $T = 30$ MeV and for $B = 5 \times 10^{18}$ G calculated by a density dependent bag constant (solid curve). The results for $B_{\text{bag}} = 90$ MeV fm⁻³ (dashed curve) have also been given for comparison.

3.2. Structure of spin polarized strange quark star. Mass and radius are the important macroscopic parameters for a compact star playing crucial roles in investigation of its structure. Since strange quark stars are relativistic systems, for calculating the structure properties of these systems, we use general relativity. We assume the strange quark star to be spherically symmetric, the structure of this star is determined by numerically integrating the Tolman-Oppenheimer-Volkoff equations [47–49] using the equation of state of the system,

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G \left[\epsilon(r) + \frac{P(r)}{c^2} \right] \left[m(r) + \frac{4\pi r^3 P(r)}{c^2} \right]}{r^2 \left[1 - \frac{2Gm(r)}{rc^2} \right]}, \quad (25)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon(r), \quad (26)$$

where $G = 6.707 \times 10^{-45}$ MeV⁻² is the gravitational constant, r is the distance from the center of the star, $\epsilon(r)$ is the energy density, $m(r) = m$ is the mass within the radius r , and $P = P(r)$ is the pressure. The boundary condition is

$P(r=0) \equiv P_c = P(\varepsilon_c)$, where ε_c denotes the energy density at the star's center. For all pressure, we have $P < P_c$.

In Fig.8 we have presented the gravitational mass of spin polarized SQS versus the central energy density at different temperatures for the magnetic field $B=5 \times 10^{18}$ G. In this figure, we have also given the results at $T=0$ MeV and $B=5 \times 10^{18}$ G for comparison [14]. We can see that for all temperatures, the gravitational mass increases rapidly by increasing the central energy density, and finally gets a limiting value (maximum gravitational mass). This limiting value decreases by increasing the temperature. The effect of magnetic field on the gravitational mass of spin polarized SQS at a fixed temperature $T=30$ MeV

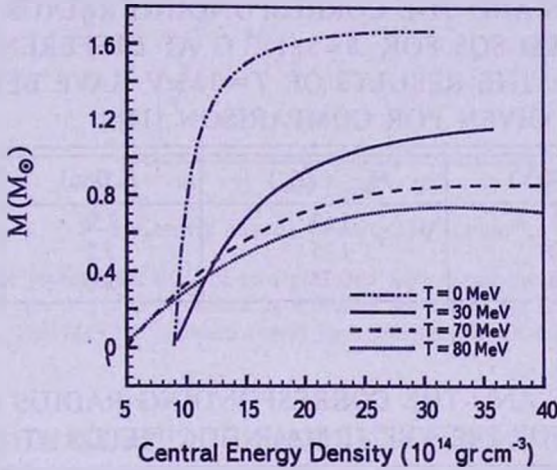


Fig.8. The gravitational mass of spin polarized SQS versus the central energy density in $B=5 \times 10^{18}$ G at different temperatures (T). The results at $T=0$ MeV (dashed dotted curve) have also been given for comparison.

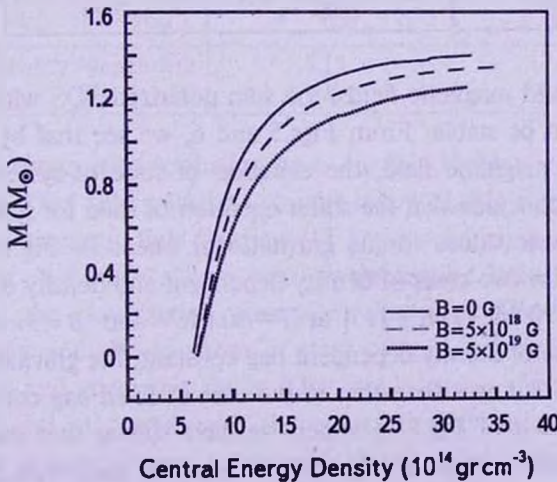


Fig.9. The gravitational mass of spin polarized SQS versus the central energy density at $T=30$ MeV for different magnetic fields (B).

has been shown in Fig.9. We see that by increasing the magnetic field, the gravitational mass decreases. In Table 1, we have given the maximum mass and the corresponding radius of spin polarized SQS at different temperatures for $B = 5 \times 10^{18}$ G. It is shown that as the temperature increases, the maximum mass and corresponding radius of spin polarized SQS decreases. We have also presented the maximum mass and the corresponding radius of spin polarized SQS for different magnetic fields at fixed temperature $T = 30$ MeV in Table 2. We see that the maximum mass and corresponding radius of the spin polarized SQS decreases by increasing the magnetic field. The above results indicate that at

Table 1

MAXIMUM MASS AND THE CORRESPONDING RADIUS OF SPIN POLARIZED SQS FOR $B = 5 \times 10^{18}$ G AT DIFFERENT TEMPERATURES. THE RESULTS OF $T = 0$ MeV HAVE BEEN ALSO GIVEN FOR COMPARISON [14]

T (MeV)	M_{max} ($M_{\odot}$)	R (km)
0	1.62	8.36
30	1.15	7.1
70	0.77	6.89

Table 2

MAXIMUM MASS AND THE CORRESPONDING RADIUS OF SPIN POLARIZED SQS FOR DIFFERENT MAGNETIC FIELDS AT $T = 30$ MeV

B (G)	M_{max} ($M_{\odot}$)	R (km)
0	1.39	8.5
5×10^{18}	1.15	7.1
5×10^{19}	0.99	7.09

higher temperatures and magnetic fields, the spin polarized SQS with the lower gravitational mass can be stable. From Figs.5 and 6, we see that by increasing the temperature and magnetic field, the equation of state of system becomes stiffer. Here, we can conclude that the stiffer equation of state for spin polarized SQS leads to the lower values for its gravitational mass. In Fig.10 we have compared our results for two cases of density dependent and density independent bag constant ($B_{\text{bag}} = 90$ MeV/fm³) [15] at $T = 30$ MeV and $B = 5 \times 10^{18}$ G. We can see that in the case of density dependent bag constant, the gravitational mass of spin polarized SQS is lower than that in the case of fixed bag constant. This corresponds to the result of Fig.7 in which we have shown that the equation of state with the density dependent bag constant is stiffer than with the density independent bag constant. In Table 3, at $T = 30$ MeV for $B = 5 \times 10^{18}$ G, our

results for the maximum mass and corresponding radius of spin polarized SQS has been compared with the results of density independent bag constant [15]. We can see that the maximum mass for the density dependent $\mathcal{B}_{bag}$ is less than that for the fixed $\mathcal{B}_{bag}$.

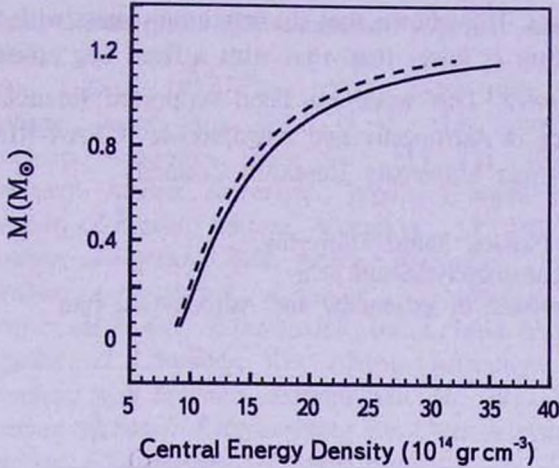


Fig.10. The gravitational mass of spin polarized SQS versus the central energy density at $T=30$ MeV for $B=5 \times 10^{18}$ G calculated by a density dependent bag constant (solid curve). The results for $\mathcal{B}_{bag} = 90$ MeV fm⁻³ (dashed curve) have also been given for comparison.

Table 3

MAXIMUM MASS AND THE CORRESPONDING RADIUS OF SPIN POLARIZED SQS FOR $B=5 \times 10^{18}$ G AT $T=30$ MeV. THE RESULTS OF $T=30$ MeV BY A FIXED BAG CONSTANT HAVE BEEN ALSO GIVEN FOR COMPARISON [15]

$\mathcal{B}_{bag}$ (MeV/fm ³)	M_{max} ($M_{\odot}$)	R (km)
density dependent	1.15	7.1
90	1.17	7.37

4. *Summary and conclusions.* In this article, we have studied the properties of a hot spin polarized strange quark matter (SQM) in the presence of the strong magnetic field by the MIT bag model using a density dependent bag constant. We have shown that by increasing both magnetic field and temperature, the polarization parameter decreases. We have calculated the energy density and the equation of state of spin polarized SQM at different temperatures and magnetic fields. Our results show that by increasing both temperature and magnetic field, the energy density decreases. It is seen that the equation of state of spin polarized SQM becomes stiffer by increasing both temperature and magnetic field. We have used TOV equations to calculate the structure properties of spin polarized SQS. Our results show that the gravitational

mass increases by increasing the central energy density and reaches a maximum value. This maximum value decreases by increasing both temperature and magnetic field. From these results, we have concluded that at higher temperatures and magnetic fields, the SQS with lower gravitational mass can be stable. We have compared our results of the density dependent bag constant with results of a fixed bag constant. It is shown that the maximum mass with the density dependent bag constant is lower than that with a fixed bag constant.

Acknowledgements. This work has been supported financially by the Center for Excellence in Astronomy and Astrophysics (CEAA-RIAAM). We wish to thank the Shiraz University Research Council.

¹ Department of Physics, Shiraz University,
Iran, e-mail: bordbar@physics.susc.ac.ir

² Center for Excellence in Astronomy and Astrophysics, Iran

ГОРЯЧИЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ СТРАННЫЕ КВАРКОВЫЕ ЗВЕЗДЫ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ПЛОТНОСТИ КОНСТАНТЫ МЕШКА

Г.Г.БОРДБАР^{1,2}, З.АЛИЗАДЕ^{1,2}

Исследовано влияние магнитного поля на свойства горячих спин-поляризованных странных кварковых звезд. Для определения термодинамических свойств спин-поляризованной странной кварковой материи, энергии и уравнения состояния, использована модель мешка MIT с зависящей от плотности константы мешка. В сильном магнитном поле энергия и уравнение состояния странной кварковой материи изменяются значительно. Используя наше уравнение состояния, мы рассчитали структуру спин-поляризованной странной звезды для различных температур и магнитных полей.

Ключевые слова: *кварковые звезды; магнитное поле; структурные особенности*

REFERENCES

1. *N.Itoh*, Prog. Theor. Phys., **44**, 291, 1970.
2. *M.Malheiro, S.Ray, H.J.Mosquera Cuesta, J.Dey*, Int. J. Mod. Phys., **D16**, 489, 2007.
3. *M.Bocquet, S.Bonazzola, E.Gourgoulhon, J.Novak*, Astron. Astrophys., **31**, 757, 1995.
4. *D.Persson, V.Zeirlin*, Phys. Rev., **D51**, 2026, 1995.
5. *H.Danielsson, Dario*, Phys. Rev., **D 52**, 2533, 1995.
6. *S.Chakrabarty*, Astrophys. Space Sci., **213**, 121, 1994.
7. *S.Chakrabarty*, Astron. Astrophys., reports (unpublished).
8. *G.H.Bordbar, Z.Rezaei*, Astron. Astrophys., **13**, 197, 2013.
9. *G.H.Bordbar, A.Peyvand*, Res. Astron. Astrophys., **11**, 851, 2011.
10. *G.H.Bordbar, A.Poostforush, A.Zamani*, Astrophysics, **54**, 309, 2011.
11. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli, T.Yazdizadeh*, Int. J. Mod. Phys., **A21**, 5991, 2006.
12. *T.Yazdizadeh, G.H.Bordbar*, Res. Astron. Astrophys., **11**, 471, 2011.
13. *T.Yazdizadeh, G.H.Bordbar*, Astrophysics, **56**, 121, 2013.
14. *G.H.Bordbar, H.Bahri, F.Kayanikhoo*, Res. Astron. Astrophys., **12**, 9, 2012.
15. *G.H.Bordbar, F.Kayanikhoo, H.Bahri*, Iranian J. Sci. Tech., 2013, in Press.
16. *G.H.Bordbar, M.Hayati*, Int. J. Mod. Phys., **A21**, 1555, 2006.
17. *S.Chakrabarty*, Phys. Rev., **D43**, 627, 1991.
18. *O.G.Benvenuto, G.Lugones*, Phys. Rev., **D51**, 1989, 1995.
19. *G.Lugones, O.G.Benvenuto*, Phys. Rev., **D52**, 1276, 1995.
20. *A.Chodos et al.*, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1974.
21. *M.Alford, M.Braby, M.Paris, S.Reddy*, Astrophys. J., **626**, 969, 2005.
22. *P.Rehberg, S.P.Klevansky, J.Hufner*, Phys. Rev., **C53**, 410, 1996.
23. *D.P.Menezes, C.Providencia, D.B.Melrose*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **32**, 1081, 2006.
24. *B.Freedman, L.Mclerran*, Phys. Rev., **D16**, 1130, 1977.
25. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2379, 1984.
26. *K.Johnson*, Acta Physica Polonica, **B6**, 865, 1975.
27. *C.Adami, G.E.Brown*, Phys. Rev., **C55**, 1567, 1997.
28. *Xue-min, Jin, B.K.Jenning*, Phys. Rev., **C55**, 1567, 1997.
29. *D.Blaschke, H.Grigorian, G.Poghosyan, C.D.Roberts, S.Sdimidi*, Phys. Lett., **B450**, 207, 1999.
30. *G.F.Burgio et al.*, Phys. Rev., **C66**, 025802, 2002.
31. *U.Heinz*, Nucl. Phys., **A685**, 414, 2001.
32. *G.H.Bordbar, M.Modarres*, Nucl. Phys., **G23**, 1631, 1997.
33. *G.H.Bordbar, M.Modarres*, Phys. Rev., **C57**, 714, 1998.
34. *M.Modarres, G.H.Bordbar*, Phys. Rev., **C58**, 2781, 1998.
35. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., **C75**, 045804, 2007..
36. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., **C76**, 035803, 2007.
37. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., **C77**, 015805, 2008.
38. *M.Bigdeli, G.H.Bordbar, Z.Rezaei*, Phys. Rev., **C80**, 034310, 2009.

39. *M.Bigdeli, G.H.Bordbar, A.Poostforush*, Phys. Rev., **C82** , 034309, 2010.
40. *G.H.Bordbar, M.Bigdeli*, Phys. Rev., **C78**, 054315, 2008.
41. *I.E.Lagaris, V.R.Pandharipande*, Nucl. Phys., **A359**, 331, 1981.
42. *A.E.Broderick, M.Prakash, J.M.Latimer*, Phys. Lett., **B531**, 167, 2002.
43. *M.Malheiro, S.Ray, H.J.Mosquera Cuesta, J.Dey*, Int. J. Mod. Phys., **D16**, 489, 2007.
44. *E.J.Ferrer, V. de la Incera, J.P.Keith, I.Portillo, P.P.Springsteen*, Phys. Rev., **C82**, 065802, 2010.
45. *S.M.Wong*, Introductory Nuclear Physics (Prentice-Hall, 1990).
46. *G.F.Burgio, M.Baldo, P.K.Sahu, B.Santra, H.J.Schulze*, Phys. Lett., **B526**, 19, 2002.
47. *J.R.Oppen Heimer, G.M.Volkoff*, Phys. Rev., **D55**, 374, 1939.
48. *Ch.W.Misner, K.S.Thorne, J.A.Wheeler*, Gravitation, Ed. Freeman, San Francisco, 1973.
49. *R.C.Tolman*, Phys. Rev., **D55**, 364, 1939.

UNCOVERING PERIODS IN ASTRONOMICAL TIME SERIES WITH FEW DATA

O.CARDONA, M.A.LÓPEZ-CASTILLO, M.REYES-MUÑOZ

Received 1 July 2013

Accepted 6 December 2013

A procedure for discovering periods in astronomical time series containing few observational data using simple mathematical operations is described. By selecting data close to the maxima or minima of the time series differences among these values around the maxima or minima are obtained to produce a set of intervals. Using a technique similar to the least common divisor and applying the maximum common denominator to the set of intervals approximate periods are found. The different ways to improve the periods found are presented. The procedure is applied to a simulated random sinusoidal data set and also to some data from binary and pulsating variable stars to show how the procedure is applied to different type of time series. The procedure is simple to use for any type of data spacing and with gaps and produces results in accordance with other methods.

Key words: *astronomical time series: observational data*

1. *Introduction.* Time series data are ordered sequences of measurements where successive values in the data represent consecutive measurements taken at equally or unequally spaced time intervals and with gaps. There are two main objectives of time series analysis: identifying the nature of the phenomenon represented by the sequence of observations, and predicting future values of the time series variables. Both of these objectives require that the behaviour of the observed time series data is identified and more or less formally described. Once the variation is established, one can use it in the theory of the phenomenon and we can extrapolate the identified variation to predict future events. Most time series patterns can be described in terms of two basic classes of components: trend and seasonality. The former represents a general systematic linear or nonlinear component that changes over time and does not repeat or at least does not repeat within the time range covered by the data. The latter may have a formally similar nature, however, it repeats itself in systematic intervals over time. Those two general classes of time series components may coexist in real-life data. The latter component can have periodic variations that is necessary to characterise to understand the phenomena at hand. The problem of finding periodicities in the time series of many types of observational and experimental data, and from a diversity of other phenomena have been studied in many papers in the past. There exist in the astronomical and time series

analysis a great number of methods and procedures to solve the problem of periodicities in the observations of many types of applications. Petrie [1] wrote at his time that no method exists to determine the correct period of a spectroscopy binary from observations taken many periods apart. Aitken [2] gives some references and recipes to find periods using plots of parts of the data and reversing them with respect to a fixed point to find close coincidences and the interval between two points is equal to the period. The need for precisely determining periods of cyclic phenomena is well known and numerous methods have been produced for evenly spaced data [3-5]. Lately the attention is centered in phenomena observed at irregularly spaced intervals and with gaps [6-9].

To help in the acquisition of new data in changing time series in general it is necessary to have an approximate period to select judiciously the times of further acquisition of new data, especially with few observations, in order to determine a better period. A review of several techniques for uncovering periodicities in variable and binary stars can be found in an article by [10]. A simple procedure using the correlation between the time series and the remainders of the series with respect to the tentative period for equally distributed intervals is described by [11]. There are several period search algorithms in the literature [3,12-14], Least squares methods [15, 16], String Length Statistics [17], Fourier methods [18,6], Periodogram analysis [19,8,9,20,21], Fast Fourier methods for data unevenly spaced and with gaps [7], and Spline methods [22]. Variants of these methods and of some others can be found in the articles given in the references.

In this work we present a simple procedure useful to find approximate periods in astronomical time series that complements the methods mentioned before when the number of observations is small.

2. Procedure. This procedure can be used when one has few points of the time series and it is necessary to have an idea of the period in order to obtain further data to be able to get a better value of the period as mentioned before. Taking values close to the maxima (minima) of a given observed or experimental series for the purposes, in the one hand, to have few values for computational convenience, and in the other hand, to assure that the maxima are taken into account at least approximately in order to define differences among these values. With these differences, it is possible to find with a variant of the least common denominator (LCD) which will satisfy the time intervals between these observations. Any such interval between the approximate maxima is related to the period in an average way. Each pair of corresponding phases gives a relation $t_i - t_m \approx nP$, where $t_i - t_m$ is the interval, n is an integer, and P is the period. Also from those intervals using the LCD one can find submultiples of them, and with the results one obtains a value approximately common to all of the intervals that will give the estimated period. This very

approximate period is used in the next step of our procedure. The intervals found above are also used to find the common greatest divisor (CGD) between any two such intervals. With all the CGD's found before the average of them is calculated, because the points are close to but not necessarily in the maxima (minima) of the series, and that result would represent the tentative period.

The mechanics of the procedure is the following, from the given time series data one searches for the maximum (minimum) value of the amplitude and defining a small interval around the maximum (minimum) value that can include enough values to be able to find a good approximate period as was mentioned above. Then calculating the differences of the values found before starting with the first with respect to the rest of the values and then with the second one with respect to the remaining values, except the second, and so on. With these intervals it is possible to find a tentative value for the period by dividing the first set of intervals by two as many times as necessary to obtain a set of numbers and then by three, and so on. The result of those divisions shows the numbers that are similar in size to each other giving the tentative period. This is the approximate period that will be used later as the stopping parameter in the quasi Euclidean procedure used to find the CGD. From the intervals obtained from the differences between all the values with respect to the first one are obtained. The first difference is used with all the other differences in the process of finding the CGD in order to obtain a series of numbers that are used to find the mean of those number that becomes the approximate period. In the process to find the CGD to stop the process, one uses the greatest number found above, in the function for that calculation. The pseudo code of the Euclidean algorithm for integer numbers is given by the following function.

Function CGD (a , b)

While $b \neq 0$

$t := b$

$b := a \bmod b$

$a := t$

Return a

For real numbers the stopping factor is different from zero in the While statement of this function and should be chosen carefully to have the appropriate range of values around the value found before in the LCD. This procedure can be carried out by simple hand calculations.

3. Improvement of the Period. There are several ways to improve the tentative period found above. The first and simplest procedure that we have used is that with the value of the period found before a phase diagram is plotted to see if it represents the observations correctly and changing the period slightly in such a way that one can appreciate the changes in the diagram until one

is satisfied with the plot, for example when the minimum of the curve is close to half of the phase. This procedure is the best for finding periods when one has few values of the astronomical time series, independent of the type of operations used in the calculation of the period. The periods found are good for the purpose of choosing the subsequent times of acquisition of new data and if one has more points of the time series one can refine the period by an approximate least squares method [23] to find a better period through a simple iteration process that we propose and is described in the following section. Also in this case, using more sophisticated methods one can find a better period [3,12,14], or using Spline [22], or Period 04 [24]. Of course, one can obtain more data to improve the period but sometimes that is not possible in observational data.

4. Examples for the use of the Procedure. In this section some analyses are made of some time series with the purpose of showing how the procedure is applied to some numerical simulations and several real observations of some known binary and variable stars reported in the literature.

4.1. Numerical Simulation. The numerical simulation is made for a sinusoidal variation with a given period with random data generated using a gaussian distribution [21]. The sinusoid is given by

$$y = R \sin(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

with

$$\omega = \frac{2\pi}{P}, \quad (2)$$

where P is the period, φ is the phase and R is the amplitude.

We have used a period of 2.5 days and an amplitude of 1.0 for the sinusoidal variation. Following our procedure we can recuperate the period without any problem, as we will show in this case. The data close to the maximum value are seven and are given in Table 1, the Julian Date TJ is given in days. The differences between the first value and the other six, and of the second value with the other five and so on are given in Table 2. Dividing the first six numbers

Table 1

VALUES CLOSE TO THE MAXIMA FOR SINUSOIDAL

	TJ	Amplitude
1	31.61425	0.9996352
2	16.63571	0.9996378
3	1.614091	0.9996241
4	19.13149	0.9998671
5	54.11985	0.9999163
6	59.13433	0.9997246
7	84.12874	0.9999558

Table 2

DIFFERENCES BETWEEN THE VALUES FORMING GROUPS

Differences			
1	14.97854	12	17.51740
2	30.00016	13	52.50576
3	12.48277	14	57.52024
4	22.50560	15	82.51465
5	27.52008	16	34.98837
6	52.51449	17	40.00285
7	15.02162	18	64.99725
8	2.495779	19	5.014484
9	37.48414	20	30.00889
10	42.49863	21	24.99440
11	67.49303		

Table 3

THE FIRST SIX VALUES OF Table 2 IN THE FIRST ROW,
IN THE SECOND ROW THE FACTORS, AND
IN THE THIRD ROW THE RESULTS

14.97854	30.00016	12.48277	22.5056	7.520008	52.51449
6	12	5	9	11	21
2.49642	2.500013	2.496554	2.500622	2.501825	2.50069

of Table 2 by two and then by three, then four, five, and so on, the same could be done with the other numbers to produce a list of numbers where some of them are almost equal. One way to carry out this process for simplicity is with the first and second numbers of Table 2 that can be divided by two and then by three and so on and then the other numbers are divided with

Table 4

RESULTS OF THE CGD IN THE SECOND COLUMN AND THE
SUM IN COLUMN THREE

	CGD	SUM		CGD	SUM
1	2.523373	2.523373	11	2.590164	28.10745
2	2.539366	5.062738	12	2.613091	30.72054
3	2.562292	7.625031	13	2.649681	33.37022
4	2.598892	10.22392	14	2.543236	35.91345
5	2.542722	12.76664	15	2.566154	38.47961
6	2.495779	15.26242	16	2.602753	41.08236
7	2.543236	17.80566	17	2.518705	43.60107
8	2.566154	20.37181	18	2.555319	46.15639
9	2.602745	22.97456	19	2.532393	48.68878
10	2.542723	25.51728			

those results to find the number of times they are divisible and then divide the number by those factors giving in Table 3. The greatest of these similar numbers in this case is around 2.5018. But at first sight one can see in Table 2 that the period could be close to 2.495779. Applying the maximum common multiple with the pseudo Euclidean algorithm using the value of 2.5018 found in the last step multiplied by 0.8 as the stopping parameter to examine the results up to this quantity in order to have numbers of the order of 2.5018 in this procedure, Table 4 is generated. The average value using the last value of column three of Table 4 divided by 19 is 2.562567. Plotting a phase diagram with this value for the period Fig.1 is obtained. This phase diagram shows some scatter of the points around the theoretical curve which means that the period is close to the theoretical one but must be corrected.

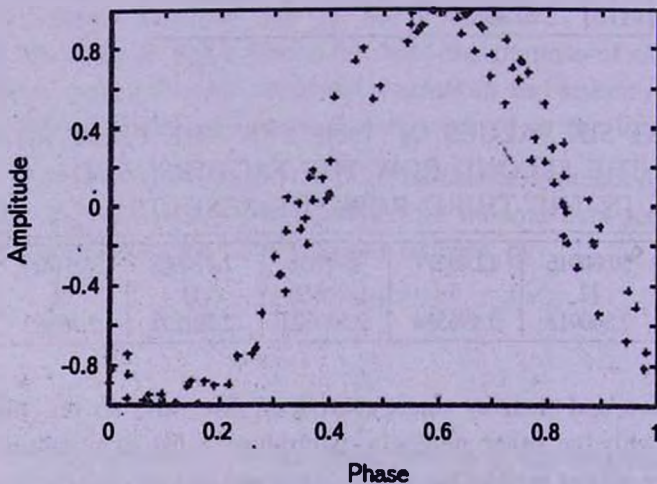


Fig.1. Phase diagram for the sinusoidal with a tentative period of 2.562567.

4.2. Improvement of the period. The period can be improved in several ways as was mentioned before. The method of minimum least squares in its simplest formulation [23] can be applied to find a better period starting with the tentative period found before. For a three-parameter model, following the notation of [23], given by

$$x_i = \mu + A \cos(wt_i) + B \sin(wt_i) + \varepsilon_i, \quad (3)$$

where x_i and t_i denote the i^{th} values of the observations, w is the frequency and ε_i is the residual. The approximate solutions of the equations of the estimates of least squares for the model are

$$\bar{\mu} = \bar{x} = \frac{\sum x_i}{n}, \quad (4)$$

$$\tilde{A} = 2 \sum (x_i - \bar{x}) \cos(wt_i), \quad (5)$$

$$\tilde{B} = \sum (x_i + \bar{x}) \sin(\omega t_i). \quad (6)$$

To find R and φ , the amplitude and phase we solve the above equations with

$$A = -R \sin(\varphi) \quad (7)$$

and

$$B = -R \cos(\varphi), \quad (8)$$

therefore

$$R = \sqrt{A^2 + B^2} \quad (9)$$

and

$$\varphi = \arctan\left(-\frac{B}{A}\right). \quad (10)$$

In these equations the frequency ω is regarded as known. The method is extended to include the estimation of ω following a simple iteration procedure starting with a smaller value than the approximate value found in the first part of the procedure presented in this article and defining the sum of squares of the residuals [23] as

$$e = \frac{n}{2} R^2 \quad (11)$$

to carry out the iterations over frequency for all the equations given above we use the following expression

$$\omega_{n+1} = \omega_n + e \times 10^{-3}. \quad (12)$$

The criteria for stopping the iterations is the value found for the approximate period. This iteration procedure gives good results in this case with respect to the theoretical period of 2.5.

4.3. Analysis of Some Observations. Some real observational time series are presented to show how the procedure to find the periods is implemented and to see how the principal steps involved in the procedure exhibit the intricacies of the mechanical flow of the operations.

4.3.1. Binaries. The analyses of three binary stars of different periods are presented to show the procedure for these type of time series.

The spectroscopic binary star 26 Aquilae has high orbital eccentricity where the primary component is of type G8 III-IV. There are fifty-one spectroscopic observations covering a 20 years interval. Fig.2 shows the plot of the 51 radial velocities [25]. Table 5 gives the six values close to the minima of the time series of 26 Aquilae, where the times are in days. The differences between the first value and the other five, and of the second value with the other four and so on are given in Table 6. Divide the first five numbers of Table 6 using

Table 5

VALUES CLOSE TO THE MAXIMA FOR 26 AQUILAE

	DJ	V_R		DJ	V_R
1	22951.695	-11.100	4	32036.832	-9.070
2	30908.668	-10.030	5	33372.023	-10.870
3	32015.820	-10.740	6	33397.984	-10.720

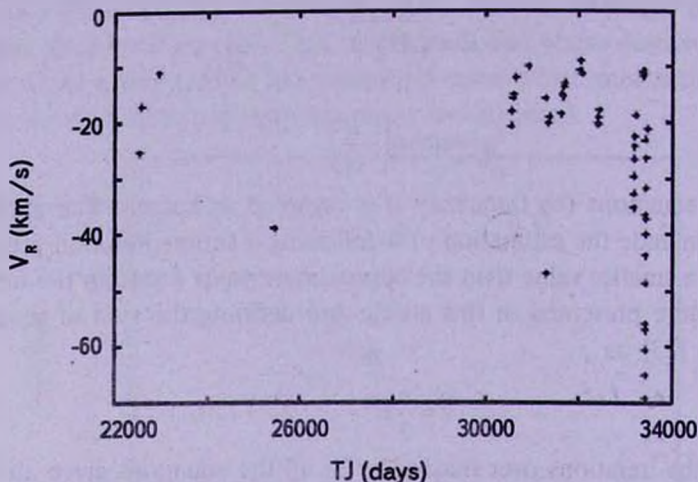


Fig.2. Observational radial velocity curve for 26 Aquilae.

the same procedure mentioned before in the sinusoidal case to produce a list of numbers where some of them are almost equal are given in Table 7. The greatest of the similar numbers in this case is around 267.85. Applying the maximum common multiple with the pseudo Euclidean algorithm using the value of 267.85 found in the last step multiplied by 0.8 as the stopping parameter to have numbers of the order of 267.85 in this procedure, Table

Table 6

DIFFERENCES BETWEEN THE VALUES FORMING GROUPS

Differences			
1	7956.973	9	2489.316
2	9064.125	10	21.01172
3	9085.137	11	1356.203
4	10420.33	12	1382.164
5	10446.29	13	1335.191
6	1107.152	14	1361.152
7	1128.164	15	25.96094
8	2463.355		

Table 7

THE FIRST FIVE VALUES OF Table 6 IN THE FIRST ROW,
IN THE SECOND ROW THE FACTORS, AND
IN THE THIRD ROW THE RESULTS

7956.973	9064.125	9085.133	10420.33	10446.29
30	34	34	39	39
265.23	266.592	267.21	267.19	267.85

Table 8

RESULTS OF THE CGD IN THE SECOND COLUMN AND THE
SUM IN COLUMN THREE

	CGD	SUM		CGD	SUM
1	279.5273	279.5273	8	213.3477	2452.113
2	395.0742	674.6016	9	21.01172	2473.125
3	281.9219	956.5234	10	321.6719	2794.797
4	307.8828	1264.406	11	347.6328	3142.430
5	279.5273	1543.934	12	300.6602	3443.090
6	300.5391	1844.473	13	326.6211	3769.711
7	394.2930	2238.766	14	25.96094	3795.672

8 is generated. The average value using the last value of column three of Table 8 divided by 14 is 271.1194. Plotting a phase diagram with this value for the period Fig.3 is obtained. This phase diagram shows some scatter of the points with a well defined curve which means that the period is close to the real one but even so it must be corrected. The period can be improved in as was

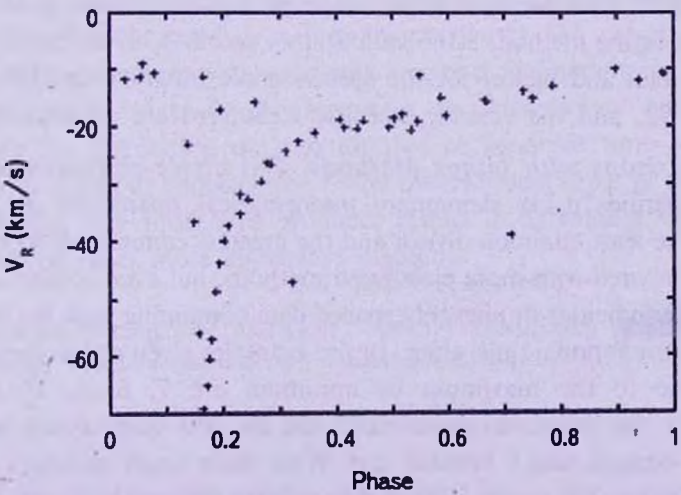


Fig.3. Phase diagram for 26 Aquilae for radial velocities with the period 271.1194.

mentioned before. With the curve fitting method one finds a period of 266.995 days and the period given by [25], and [26] is 266.544 and 266.7 by Spline.

The spectroscopic binary star HD 145425 is located in Serpens Caput with magnitude 9.5 and spectral type K0 with forty-six radial velocities observed [27]. There are eight values close to the maxima. Following the procedure, the greatest of the similar numbers in this case is around 564.813. Applying the maximum common multiple with the pseudo Euclidean algorithm using the value of 564.813 found in the last step multiplied by 0.7 as the stopping parameter to obtain numbers of the order of 564.813 in this procedure. The average value is 550.2391. The period can be improved using the curve fitting method giving 550.963 and 550.134 with Spline. The value given by [27] is 549.9.

The spectroscopic binary star HD 217792 of magnitude $V=5.10$ and spectral type F0V has fifty-two radial velocity observations [28]. The data close to the maximum value are 14. Continuing with the procedure, the greatest of the similar numbers in this case is around 181.794. Applying the maximum common multiple with the pseudo Euclidean algorithm using the value of 181.794 found in the last step multiplied by 0.8 as the stopping parameter to have numbers of the order of 181.794 in this procedure. The average value is 177.7688. The period can be improved giving 178.053 with the curve fitting method and 178.316 with Spline. The value given by Bopp et al. is 178.3177.

4.4. Variable Star. This classical cepheid star BK Centaurus has 49 observations that show a beat period [29]. The data close to the maximum value are 12. The greatest of the similar numbers in this case is around 3.218. Applying the maximum common multiple with the pseudo Euclidean algorithm using the value of 3.218 found in the last step multiplied by 0.8 as the stopping parameter to have numbers of the order of 3.0 in this procedure. The average value is 3.152659. The period can be improved in several ways giving 3.218 with the curve fitting method, 3.166 with Spline, and 3.17389 by Leotta-Janin.

Results, tables and figures for the spectroscopic binary stars HD 145425 and HD 217792, and the variable star BK Centaurus are given in [30].

5. Comparisons with Other Methods. This simple procedure produces approximate periods using elementary mathematical operations as are the analogues of the least common divisor and the greatest common divisor, hence can not be compared with more elaborated methods, but even so one can find approximate periodicities in unevenly spaced data containing gaps for few data points of the observational time series. In the examples given above the number of points close to the maximum or minimum are 7, 6, 8, 14 and 12 respectively for the numerical experiment and for real observations of three spectroscopic binaries and a variable star. With those small numbers of data points this procedure can handle without any problem the search for periodicities, something that most of the methods mentioned in the body of the article can

not solve. Therefore, this procedure is the best for finding periods when one has few values of the astronomical time series, independent of the type of operations used in the calculation of the periods. The approximate periods can be found by hand calculations something that can not be done with most of the other methods mentioned in this work. When one has at hand more points of the time series and with the approximate periods found one can use any of the other methods to improve these tentative periods as we have done with the curve fitting procedure by the approximate least squares method. The results for the cases considered in this article compare well with the results obtained with other methods. And also when one has more data points one can consider the procedure as complement to some of the other methods because the period found could be used as the starting search for periodicities for those more elaborated methods. This procedure can be used to find other periods in the same time series eliminating the period found before from the numbers obtained in the first part of the process and then one can repeat the procedure again to search for another period, and so on for multi-periodic data.

6. *Conclusion and Commentaries.* The procedure for finding periods for few observational data uses the values close to the maxima of the observational time series to apply something like the least common divisor to find an approximation of the period that can be used in a procedure similar to the Euclid's procedure to find the greatest common divisor but with a stopping parameter different from zero that can be obtained from the approximate period found before multiplied by a small fraction to produce values close to the approximate period. As the points close to the maxima are approximations to the maxima (minima) of the series and can fall in either side of the maximum, therefore it is necessary to take an average of the values found with the CGD to obtain a value close to the true period. This value can be improved with different techniques as mentioned previously. We use the curve fitting method by least squares with a three-parameter model iteratively. The procedure produces good results for predicting in an approximate way the periods necessary for forecasting the evolution of an observed time series with the purpose of aiding in choosing the future observational times of the phenomena under study. The procedure produces results in agreement with the results produced by other more elaborated methods.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ С ПОМОЩЬЮ МАЛОГО КОЛИЧЕСТВА ДАННЫХ

О.КАРДОНА, М.А.ЛОПЕЗ-КАСТИЛЛО, М.РИЕС-МУНОЗ

Описывается процедура нахождения периодов астрономических временных рядов, содержащих малое количество наблюдательных данных, с использованием простых математических операций. Выбирая данные, близкие к максимумам и минимумам временных рядов, с целью создания набора интервалов, вычислены разницы между этими значениями вокруг максимумов и минимумов. Приблизительные значения периода получены с помощью метода, похожего на метод наименьшего общего делителя, определив для полученного набора наибольший общий знаменатель. Представлены разные пути для уточнения полученных периодов. С целью иллюстрации применения метода для различных временных рядов, эта процедура применена к случайным синусоидальным данным, а также к некоторым данным двойных и пульсирующих переменных звезд. Процедура проста для использования к любым данным с разрывами и дает результаты, которые согласуются с другими методами.

Ключевые слова: *астрономические временные ряды; наблюдательные данные*

REFERENCES

1. *R.M.Petrie*, Astron. Techniques, ed. W.A.Hiltner, Chicago: Univ. of Chicago Press, 1962, p.560.
2. *R.G.Aitken*, The Binary Stars New York: Dover, 1962.
3. *J.Lafler, T.D.Kinman*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **11**, 216, 1965.
4. *R.B.Blackman, J.W.Tukey*, The Measurement of Power Spectra New York: Dover, 1959.
5. *G.G.Fahlman, T.J.Urtych*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **199**, 53, 1982.
6. *D.F.Gray, K.Desikachary*, Astrophys. J., **181**, 2523, 1973.
7. *T.J.Deeming*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **36**, 137, 1975.
8. *N.R.Lomb*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **39**, 447, 1976.
9. *J.H.Scargle*, Astrophys. J., **263**, 835, 1982.
10. *A.W.Fullerton*, The Study of Variable Stars Using Small Telescopes, ed. J.B.Percy, New York: Cambridge Univ. Press, 1986, p.201.
11. *E.Whittaker, G.Robinson*, The Calculus of Observations 4th edition, London:

Blackie and Sons, 1944.

12. *I.Jurkevich*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **13**, 154, 1971.
13. *R.F.Stellingwerf*, *Astrophys. J.*, **224**, 953, 1978.
14. *H.G.Marraco, J.C.Mussio*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **92**, 700, 1980.
15. *F.J.M.Barning*, *Bull. Astron. Inst. Neth*, **17**, 22, 1963.
16. *P.Vaniček*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **12**, 10, 1971.
17. *M.M.Dworetsky*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **203**, 917, 1983.
18. *W.Wehlau, K.-C.Leung*, *Astrophys. J.*, **139**, 843, 1964.
19. *A.Shuster*, *Terrestrial Magnetism*, **3**, 24, 1898.
20. *W.H.Press, G.B.Rybicki*, *Astrophys. J.*, **338**, 277, 1989.
21. *W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling, B.P.Flannery*, *Numerical Recipes*
New York: Cambridge Univ. Press, 1992.
22. *C.Akerlof et al.*, *Astrophys. J.*, **436**, 787, 1994.
23. *P.Bloomfield*, *Fourier Analysis of Time Series: An Introduction* New York:
Wiley&Sons, 1976.
24. *P.Lenz, M.Breger*, *Comm. in Asteroseismology*, **146**, 1, 2005.
25. *K.L.Franklin*, *Astrophys. J.*, **216**, 383, 1952.
26. *R.H.Wolfe, H.G.Horak, N.W.Storer*, *Modern Astrophysics* Paris: Gauthier-
Villars, M.Hack, Ed., 1967, p.251.
27. *R.F.Griffin*, *The Observatory*, **114**, 231, 1994.
28. *B.W.Bopp, D.S.Evans, J.D.Laing*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **147**, 355, 1970.
29. *C.Leotta-Janin*, *Bull. Astr. Inst. Neth.*, **19**, 169, 1967.
30. *O.Cardona, M.A.López Castillo, M.Reyes Muñoz*, *Technical Report INAOE-181013*, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Puebla, Mexico, 2012.

NOTES

PHYSICAL AND CHEMICAL PARAMETERS OF HgMn STARS ON THE BASIS OF THE AVAILABLE DATA

1. *Introduction.* HgMn stars are among the quietest stars of the main sequence. They represent the A2-B5 subclasses, being slow rotators, and they are more often in binary systems than in normal stars. Their effective temperatures are in the range from 10000 K to 16000 K and the existence of the magnetic field in their atmospheres is still subject of debates. HgMn stars belong to the group of Chemically Peculiar (CP) stars, and as a separate subgroup they are characterized by unusually strong lines of HgII and MnII. The HgMn stars often show mild helium deficiencies, and sometimes the presence of other peculiarities has been reported: for instance, isotopic anomalies in platinum and mercury are mentioned in some of them.

To see the trends of chemical abundances in those stars, I used the elements abundances expressed by solar values and the final results are compared with the ones compiled by Smith [1]. For the first time, such kind of search for all known CP stars was done in [2]. These works opened the way for further investigations.

2. *Methods and Results.* To gather chemical abundances of spectroscopically observed HgMn stars and published since 1993, we have taken into account and compared them with review [1]. As a result of this search, more than 65 elements and ions abundances were compiled for 130 HgMn stars and rescaled assuming solar abundances given in [3], which facilitate the comparison process. Just in a few cases, when stellar abundances had been expressed by solar values in the used papers [4,5], no rescaling process has been applied. The plot for the compiled and rescaled chemical abundances via atomic number was created (see Fig.1). (All the papers used as the source of abundance results are mentioned in the figure legend).

It is worth to mention that the U abundance is available only for HD 193452 (see [6]). We could not find any other paper relevant to U abundances which is not surprising if we take into account the difficulties arising when this element spectral features are to be measured.

The plot of this compilation shows some interesting features with under-

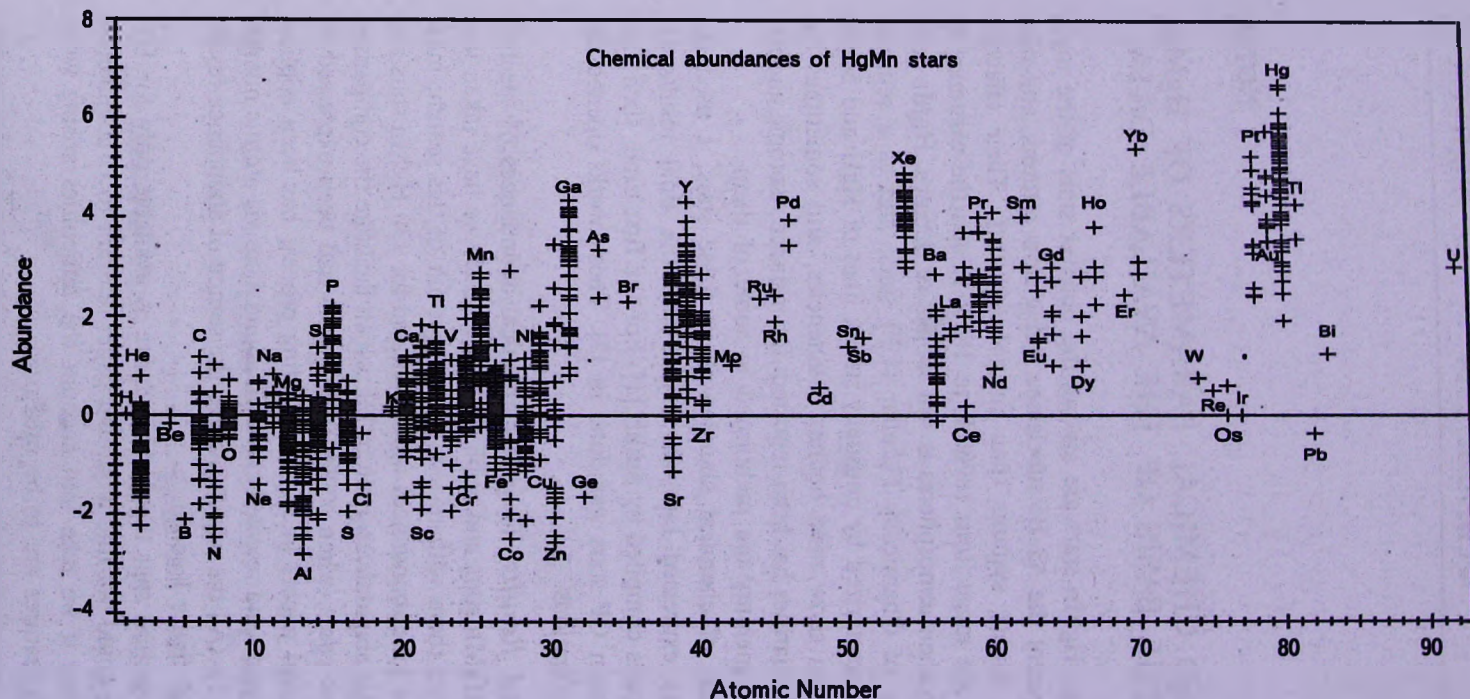


Fig.1 Here the abundances (relative to the Sun) versus atomic numbers are plotted. The black line denotes to the Solar abundances. To create this plot following papers were used: Adelman et al. 1996; Adelman, Gulliver and Rayle, 2001; Adelman et al. 2001; Adelman et al. 2006; Aleciun et al. 2009; Anders and Grevesse 1988; Asplund et al. 2009; Bohlender et al. 1998; Castelli and Hubrig 2004; Catanzaro et al 2003; Catanzaro et al 2006; Catanzaro 2010; Cowley et al. 2007; Doik et al. 2002; Doik et al. 2003; Dworetzky et al. 1998; Dworetzky and Budaj 2000; Dworetzky 2004; Dworetzky et al. 2008; Fossati et al. 2011; Hubrig et al. 1999; Jomaron et al. 1999; Khokhlova et al., 1995; Kochukhov et al. 2005; Leckrone et al. 1999; Niemczura et al. 2009; Pintado and Adelman 1996; Ryabchikova et al. 1996; Ryabchikova 1998; Ryabchikova et al. 1999; Saffe et al. 2011; Savanov and Hubrig 2003; Smith 1993; Smith and Dworetzky 1993; Smith 1994; Smith 1996; Smith 1997; Tkachenko et al. 2013; Usenko et al. 2001; Wahlgren et al. 2000; Wahlgren and Hubrig 2000; Woolf and Lambert 1999; Woolf and Lambert 1999a; Yushchenko et al. 1999; Yushchenko et al. 2004 and Zavala et al. 2007.

lying physical sense to be considered later on. First of all should be mentioned the statement of an interesting fact (see [2] and [1]) that all the heavy elements are systematically overabundant in HgMn stars. Second, the underabundance of He in these stars seems to be less pronounced than it was in Smith's review. One should mention that there are some elements, namely, As, Br, Mo, Ru, Rh, Pd, Cd, Sn, Sb, Pr, Eu, Dy, Gd, Er, Au, W, Re, Ir, Tl, Pb, Bi and U, which are not represented in Smith's compilation. Abundances for the most of the elements have a huge dispersion.

The iron-peak elements (Cr, Mn, Fe, Co, and Ni) are broadly scattered around the solar abundances. It is worthwhile to note, that two stars in the HgMn group, χ Lup and 36 Lyn, have less manganese abundances compared with the solar properties. These observational results seem to confirm [7] suggestion that there is a separate group of hot, mild HgMn stars, which are difficult to identify by known classical observational techniques. The total range in iron abundance observed in this HgMn sample is around 2.5 dex, which is greater than that observed for any other group of chemically peculiar stars ([8]). HgMn stars are generally Co-deficient, although there are some examples with overabundances respect to solar values. The unusual overabundance is observed in the atmosphere of HD 143807 (see [9]) which needs further detailed investigations. The HgMn stars are generally Ni-deficient although there are some examples with abundances higher with respect to solar properties (see [10]). Although the high dispersion of iron-peak elements, heavy elements are more overabundant in the atmospheres of HgMn stars. For the others, the results are mostly the same as in Smith's outcome.

3. *Conclusion.* In current study the chemical abundances available for HgMn stars and published since 1993 were combined. The compilation results show that overabundance in the atmospheres of HgMn stars increases for heavy elements. The scatter of elements is not due to the errors of measures. It is due to a large variety of anomalies from star to star. In this paper many rare and heavy elements' abundances were added, which do not exist in Smith's compilation. Otherwise, these results are in good agreement with Smith's outcome.

This is just a preliminary conclusion. Our database is not homogenous because the HgMn stars were observed by different techniques and dissimilar methods. This means that all uncertainties for each abundance value need to be taken into account. The database will be supplemented in near future and a deeper study of those stars will be done. More chemical abundances will allow us to better understand the details of the physical processes in play in their atmospheres.

Acknowledgement. The author thanks the Paris/ Meudon Observatory administration for providing working conditions to fulfill this research.

Физические и химические параметры звезд HgMn на основе имеющихся данных. Для лучшего понимания деталей физических процессов, затрагивающих по существу атмосферы звезд HgMn, химическое изобилие почти всех наблюдаемых звезд HgMn собрано и сравнено с данными, представленными в обзоре Смита [1]. Результаты этой компиляции показывают, что тяжелые элементы систематически избытны в звездах HgMn (см. [2] и [1]). Недостаток гелия кажется менее выраженным, чем в обзоре Смита. Для некоторых редких и тяжелых элементов никакого изобилие не показано в обзоре Смита, в то время как для других результаты главным образом совпадают. Однако, важно знать, что созданная база данных не однородна, потому что звезды HgMn наблюдались различной техникой и разнообразными методами. Следовательно, ошибки должны быть приняты во внимание, чтобы быть уверенной для каждого значения изобилия.

Ключевые слова: *HgMn звезды: физические и химические параметры*

2 October 2013

¹ V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical
Observatory, Armenia,

S.Ghazaryan
С.Казарян

² Paris Observatory, Meudon, France,
e-mail: satenik.ghazaryan@obspm.fr

REFERENCES

1. K.C.Smith, *Astrophys. Space Sci.*, **237**, 77, 1996.
2. G.W.Preston, *ARA&A*, **12**, 257, 1974
3. M.Asplund, N.Grevesse, A.J.Sauval, P.Scott, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **47**, 481, 2009.
4. E.Anders, N.Grevesse, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **53**, 197, 1988.
5. N.Grevesse, A.J.Sauval, *Space Sci. Rev.*, **85**, Issue 1-2, 161, 1998.
6. S.Hubrig, F.Castelli, G.Mathys, *Astron. Astrophys.*, **341**, 190, 1999.
7. C.R.Cowley, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **92**, 159, 1980
8. D.A.Pritsyn, T.A.Ryabchikova, In: C.R.Cowley, M.M.Dworetsky, C.Mégessier, (eds) *Proc. IAU Coll. 90, Upper Main Sequence Stars with Anomalous Abundances*, Reidel, Dordrecht, p.425, 1980.
9. T.Ryabchikova, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, **27**, 319, 1998.
10. K.C.Smith, M.M.Dworetsky, *Astron. Astrophys.*, **274**, 335, 1993.

CONTENTS

Star formation rates in the nearby Markarian galaxies <i>V.E.Karachentseva, O.V.Melnyk, I.D.Karachentsev</i>	5
Close neighbors of Markarian galaxies. II. Statistics and discussions <i>T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, A.A.Hakobyan, B.J.McLean, D.Kunth</i>	19
BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. VI <i>V.T.Doroshenko, Yu.S.Efimov, G.A.Borman, N.G.Pulatova</i>	37
The second Byurakan survey galaxies in close pairs <i>T.A.Nazaryan</i>	55
Globular star cluster systems around galaxies. I. Search for statistical relationships <i>S.N.Nuriddinov, I.U.Tadjibaev</i>	67
Gravitationa impact as a possible factor in the structural evolution of the globular star clusters in galaxy <i>G.A.Malasidze, G.N.Salukvadze, R.A.Chigladze</i>	79
Spectra of stellar flares. Continuous emission <i>N.D.Melikian</i>	87
On the relaxation of the angular velocity of pulsars after glitches <i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, D.Baghdasaryan</i>	103
Extended time-dependent Ginzburg-Landau equations for rotating two-flavor color superconductors <i>K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan, A.D.Sedrakian</i>	117
Equilibrium structure of rotationally and tidally distorted Prasad model including the effect of mass variation inside the star <i>Seema Saini, A.K.Lal, Sunil Kumar</i>	129
Hot spin polarized strange quark stars in the presence of magnetic field using a density dependent bag constant <i>G.H.Bordbar, Z.Alizade</i>	139
Uncovering periods in astronomical time series with few data <i>O.Cardona, M.A.Lopez-Castillo, M.Reyes-Munoz</i>	155
NOTES	
Physical and chemical parameters of HgMn stars on the basis of the available data <i>S.Ghazaryan</i>	169

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СПЕКТРЫ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК. НЕПРЕРЫВНАЯ ЭМИССИЯ	<i>Н.Д.Меликян</i>	87
О РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ ПОСЛЕ СКАЧКОВ	<i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.Багдасарян</i>	103
РАСШИРЕННЫЕ ВРЕМЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ ДЛЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ДВУХ АРОМАТНЫХ ЦВЕТОВЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ	<i>К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян, А.Д.Седракян</i>	117
РАВНОВЕСНАЯ СТРУКТУРА ВРАЩАТЕЛЬНО- И ПРИЛИВО-ВОЗМУЩЕННОЙ МОДЕЛИ ПРАСАДА, ВКЛЮЧАЮЩЕЙ ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ МАССЫ ВНУТРИ ЗВЕЗДЫ	<i>С.Саини, А.К.Лал, С.Кумар</i>	129
ГОРЯЧИЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ СТРАННЫЕ КВАРКОВЫЕ ЗВЕЗДЫ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ПЛОТНОСТИ КОНСТАНТЫ МЕШКА	<i>Г.Г.Бордбар, З.Ализаде</i>	139
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ С ПОМОЩЬЮ МАЛОГО КОЛИЧЕСТВА ДАННЫХ	<i>О.Кардона, М.А.Лопез-Кастилло, М.Риес-Муноз</i>	155
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
ФИЗИЧЕСКИЕ И ХИМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД HgMn НА ОСНОВЕ ИМЕЮЩИХСЯ ДАННЫХ	<i>С.Казарян</i>	169