

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 53

НОЯБРЬ, 2010

ВЫПУСК 4

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ
СТРУКТУРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВ

*Н.А.Силантьев, Ю.Н.Гнедин, М.Ю.Пиотрович,
Т.М.Нацелишвили, С.Д.Булига* 501

ОБОСОБЛЕННЫЕ КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ В МЕСТНОМ
СВЕРХСКОПЛЕНИИ И ЕГО ОКРЕСТНОСТЯХ

В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, М.Е.Шарина 513

ОКОЛОЯДЕРНЫЙ ПЛОТНЫЙ ГАЗ В ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ
ГАЛАКТИКАХ

Р.А.Кандалян, М.М.Ал-Зют 529

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ОБЪЕКТОВ VIG

А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян 539

НОВЫЕ $\text{H}\alpha$ ОБЪЕКТЫ. ОБЛАСТЬ Cyg OB7. I

Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян 549

РЕЗУЛЬТАТЫ UVV ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ XZ Ser

М.И.Кужсиашвили, К.Б.Чаргеишвили, Э.Б.Джаниашвили 557

ЮЖНЫЙ МЗО GRV10 И ЕГО ОКРУЖЕНИЕ

А.Л.Гюльбудагян, Х.Май 565

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Ջալողյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բինովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրիցին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենց (Ռուսաստան), Դ.Կոմտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպուխով (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикийн (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.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия),
Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения),
Г.Н.Салуквалдзе (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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2010

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ
КРУПНОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИК И КВАЗАРОВН.А.СИЛАНТЬЕВ, Ю.Н.ГНЕДИН, М.Ю.ПИОТРОВИЧ,
Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ, С.Д.БУЛИГА

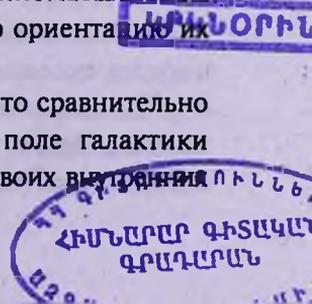
Поступила 24 июня 2010

Проблема неоднородного распределения галактик и квазаров на космологических расстояниях (ячеистая структура) обсуждается во многих работах. Мы хотим привлечь внимание к поляриметрическим проявлениям этой структуры. В частности, мы детально обсуждаем возможность крупномасштабного вращения среднего позиционного угла наблюдаемой поляризации на масштабах ячеистой структуры. В основном мы рассматриваем механизм вращения, связанный с поляризованным излучением от замагниченных аккреционных дисков вблизи квазаров и черных дыр. В этом случае возможная корреляция магнитных полей на космологических масштабах будет проявляться во вращении среднего позиционного угла в пределах от 0 до 45 градусов. Наличие корреляции в несферических образованиях галактик и квазаров на космологических расстояниях также приводит к вращению среднего позиционного угла на этих расстояниях. Эти два механизма вращения вместе могут обеспечить, в принципе, любое значение поворота среднего позиционного угла на расстояниях, соответствующих неоднородной структуре распределения галактик и квазаров.

Ключевые слова: *поляризация; магнитные поля - аккреционные диски; квазары, активные ядра галактик*

1. *Введение.* Исследование крупномасштабной ориентации в распределении галактик и квазаров на больших космологических расстояниях является одной из центральных проблем внегалактической астрономии. Наличие такой крупномасштабной ориентации было обнаружено в результате ряда масштабных обзоров [1,2]. Именно такие хорошо известные обзоры, как 2dFRS и SDSS выявили существование крупномасштабных структур галактик в войдах, филаментах и протоскоплениях. Многие аспекты такой крупномасштабной структуры были представлены и исследованы как с теоретической, так и с наблюдательной точек зрения, в серии работ [3,4]. В [3] показано, что галактики, находящиеся в крупномасштабном гравитационном поле, приобретают также определенную ориентацию их внутренних эллиптичностей.

Также, совсем недавно, авторы работы [5] показали, что сравнительно близкие в таком крупномасштабном гравитационном поле галактики приобретают преимущественно выделенную ориентацию своих внутренних



эллиптичностей. Они назвали такой эффект внутренней корреляцией самих галактик.

Манделбаум и соавторы [6] установили, что преимущественная ориентация может возникать в результате приливных сил, действующих между галактиками. Интересно, что корреляция между внутренними размерами галактик и крупномасштабным полем приливных сил была действительно обнаружена для ярких галактик из обзора SDSS с космологическим красным смещением $z < 0.5$. В линейном приближении этот эффект проявляется именно как ориентация галактик.

Сравнительно недавно в работе [7] было показано, что для радиоспокойных галактик их радиоизлучение оказывается ориентированным вдоль оптических осей этих галактик. Для мощных радиогалактик такой корреляции не наблюдается. Авторы этой работы высказали предположение, что эффект ориентации обусловлен действием спинов вращающихся сверхмассивных черных дыр. Развитие этой идеи было реализовано в работах [8,9], в которых было показано, что в результате движения галактических ядер в окружающем их достаточно плотном окооядерном газе возможно выстраивание спинов центральных сверхмассивных черных дыр. Такое выстраивание происходит в результате взаимодействия спинов ядер с крупномасштабным угловым моментом газового потока. Интересно, что величина характерного времени такого выстраивания зависит от спина черной дыры и эддингтоновского фактора [10].

Проблема крупномасштабной ориентации галактических дисков вследствие структуры и спина гало на больших красных смещениях в Λ CDM Вселенной была детально исследована в работах [11,12]. Как показано в работе [11] диски самых массивных галактик ориентированы вдоль филамента, в котором они образовались.

Одним из самых интересных результатов, полученных сравнительно недавно в астрономии, является обнаружение крупномасштабной ориентации векторов поляризации оптического излучения квазаров, а также открытие крупномасштабного вращения этих векторов в зависимости от космологического красного смещения z . Этот интригующий результат был получен в серии работ Хатсемекерса и др. [13-16]. Так, Хатсемекерс и др. [15] проанализировали выборку, состоящую из 335 квазаров с заметной поляризацией их излучения. Оказалось, что направления векторов поляризации этих квазаров распределены не хаотически. В некоторых областях Вселенной, размером несколько градусов, вектора поляризации квазаров оказываются преимущественно ориентированы, что свидетельствует о крупномасштабном физическом механизме такой ориентации. Другой важный результат, полученный данными авторами, заключается в обнаружении зависимости поворота преимущественного направления

поляризованного излучения квазаров от космологического красного смещения, причем средняя величина такого поворота по данным Хатсемекерса и др. [15] составляет примерно 30° на один миллиард парсек. Правда, такая зависимость, кажется, имеет зеркальный характер, т.е. в северной полусфере плоскость поляризации вращается с увеличением красного смещения по часовой стрелке, а южном - против часовой стрелки.

Авторы цитируемых выше работ считают, что невозможно объяснить наблюдаемые эффекты вкладом межзвездной поляризации в нашей Галактике. Новый наблюдательный результат был получен в работе Боркве и др. [16]. Авторы [16] обнаружили корреляцию между величиной позиционного угла плоскости поляризации и величиной позиционного угла самой галактики.

Основное объяснение наблюдаемых эффектов крупномасштабной ориентации и вращения плоскости поляризации базируется на эффектах, возникающих при распространении излучения в межгалактической среде. Авторы [16] делают предположение, что наиболее перспективны для объяснения эффекты дихроизма и двулучепреломления в межгалактической среде. Такие эффекты могут возникать в результате процесса конверсии фотонов в псевдоскалярные (аксионоподобные) маломассивные частицы [17-20]. Возможность вращения плоскости поляризации в результате конверсии фотонов в аксионоподобные частицы в межгалактическом магнитном поле была детально рассмотрена в ряде работ [21-26]. К сожалению, основная трудность при количественном расчете данного эффекта состоит в неопределенности оценки величины константы фотон-аксионной связи. Данные последних экспериментов по поиску аксионного излучения Солнца (CAST) дают только верхние пределы на оценку такой константы.

Вместе с тем, следует отметить, что в радиодиапазоне не удалось обнаружить такую же ориентацию как в оптическом диапазоне [27,28]. Хотя причина этого расхождения остается неясной, но возможно она связана с дополнительной фарадеевской деполяризацией в среде, окружающей релятивистские джеты активных галактических ядер. Такая деполяризация наиболее сильна именно в радиодиапазоне. Авторы работы [28] указали также, что межгалактические магнитные поля слишком малы, чтобы обычное фарадеевское вращение могло создать заметный поворот плоскости поляризации даже в радиодиапазоне, где он значительно сильнее, чем в оптическом диапазоне.

В данной работе мы представляем два других возможных объяснения эффекта крупномасштабного вращения плоскости поляризации квазаров и его зависимости от величины космологического красного смещение z . Первый опирается на возможную корреляцию анизотропных распределений источников поляризованного излучения в пределах крупномасштабной

структуры галактик. Второй базируется на результатах вычисления поляризации и излучения оптически толстого замагниченного аккреционного диска вокруг центральной сверхмассивной черной дыры в активной галактике. Магнитное поле в аккреционном диске создает новый эффект, возникающий вследствие фарадеевского вращения плоскости поляризации вдоль длины свободного пробега фотона в рассеивающей среде [29-31]. Нетривиальная зависимость степени поляризации и позиционного угла возникает в том случае, когда величина угла фарадеевского поворота на длине пробега по отношению к томсоновскому рассеянию становится достаточно большой.

Эффект фарадеевского поворота приводит, с одной стороны, к уменьшению степени поляризованного излучения по сравнению с классическим томсоновским случаем, а с другой стороны, к повороту позиционного угла χ вплоть до максимального значения 45° . Примером реализации этих эффектов является решение традиционной проблемы Милна в случае замагниченной атмосферы, в которой магнитное поле направлено по нормали к поверхности [32-34].

Таким образом, мы показываем, что именно существование крупномасштабной ориентации галактик и квазаров позволяет сделать вывод, что эволюция топологии магнитного поля в этих объектах позволяет, в принципе, объяснить крупномасштабную ориентацию позиционных углов поляризованных квазаров и ее зависимость от космологического красного смещения z , обнаруженную Хатсемекерсом и др. [13-16].

2. Механизмы крупномасштабного вращения среднего позиционного угла. Как мы упоминали выше, межгалактическое магнитное поле слишком мало, чтобы обеспечить вращение позиционного угла при прохождении излучения в этой среде. Кроме того, не следует забывать, что регулярное вращение среднего позиционного угла требует регулярного распределения магнитного поля на космологических расстояниях [28].

Напротив, магнитные поля в аккреционных дисках в активных ядрах галактик могут быть достаточно сильными, чтобы фарадеевское вращение плоскости поляризации было заметным. Позиционные углы χ плоскостей поляризации от разных объектов различны. Средний позиционный угол $\langle \chi \rangle$ не будет проявлять какого-либо регулярного вращения, если аккреционные диски (и генерированные в них магнитные поля) хаотически распределены в пространстве.

Как уже обсуждалось во *Введении*, вследствие многих причин можно считать, что оси галактик коррелированы на космологических расстояниях, соответствующих ячеистой структуре распределения галактик и квазаров. Эта корреляция должна проявить себя, в том числе и в наличии регулярного вращения среднего позиционного угла поляризованного излучения, идущего

от объектов с различными значениями красного смещения z .

Чтобы убедиться в этом, приведем формулы для степени поляризации p и позиционного угла χ оптического излучения, выходящего с поверхности замагниченного аккреционного диска [34]. Так как аккреционные диски наблюдаются как целое, мы должны использовать усредненные по локальному азимутальному углу выражения:

$$p(\mu, \mathbf{B}) = \frac{p(\mu)}{\left[(1+C)^4 + 2(1+C)^2(a^2+b^2) + (a^2-b^2)^2 \right]^{1/4}}, \quad (1)$$

$$\tan 2\chi(\mu, \mathbf{B}) = \frac{\langle U \rangle}{\langle Q \rangle} = \frac{2(1+C)a}{(p(\mu)/p(\mu, \mathbf{B}))^2 + (1+C)^2 + b^2 - a^2}. \quad (2)$$

Здесь, $p(\mu)$ - классическое значение степени поляризации Соболева-Чандрасекара [35] излучения, выходящего из оптически толстой атмосферы (случай задачи Милна). Напомним, что максимальная степень $p_{\max}(\mu) = 11.71\%$ соответствует $\mu \equiv \cos i = 0$, когда излучение выходит параллельно плоскости атмосферы; угол i является углом наклона диска, т.е. это угол между нормалью \mathbf{N} к поверхности диска и направлением \mathbf{p} к наблюдателю. В общем случае магнитное поле \mathbf{B} состоит из двух взаимно перпендикулярных компонент $\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\parallel} + \mathbf{B}_{\perp}$. Компонента $\mathbf{B}_{\parallel} = \mathbf{B}_z$ направлена вдоль нормали \mathbf{N} , а поле $\mathbf{B}_{\perp} = \sqrt{B_p^2 + B_\phi^2}$ - перпендикулярно к \mathbf{N} . Заметим, что значение $\chi = 0$ соответствует колебаниям электрического вектора волны перпендикулярно плоскости (\mathbf{pN}), т.е. параллельно плоскости диска.

Безразмерные параметры a и b описывают фарадеевскую деполаризацию излучения:

$$\begin{aligned} a &= 0.8\lambda^2 B_{\parallel} \mu \equiv \delta_{\parallel} \mu, \\ b &= 0.8\lambda^2 B_{\perp} \sqrt{1-\mu^2} \equiv \delta_{\perp} \sqrt{1-\mu^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Параметр $0.8\lambda^2 B$ равен углу фарадеевского вращения при прохождении излучением томсоновского оптического пути $\tau = 2$, если излучение идет вдоль магнитного поля.

Параметр C описывает дополнительную экстинкцию параметров Стокса Q и U в турбулентной замагниченной атмосфере [33,34]. Эта экстинкция возникает из-за наличия некогерентного фарадеевского вращения на мелкомасштабных турбулентных вихрях:

$$C = 0.64\tau\lambda^4 \langle B'^2 \rangle f_B/3, \quad (4)$$

где τ - средняя томсоновская оптическая толщина турбулентного вихря ($\tau \ll 1$), $\langle B'^2 \rangle$ - среднее значение квадрата магнитных флуктуаций, $f_B \approx 1$ - интегральный параметр, описывающий корреляцию \mathbf{B}' в соседних точках атмосферы.

Заметим, что во всех формулах мы измеряем длины волн в микронах, (мкм), расстояния в сантиметрах, а магнитное поле - в Гауссах.

В работе [34] мы представили интегральные формулы для $\langle Q \rangle$ и $\langle U \rangle$. Здесь мы приводим аналитические выражения для ρ и χ , которые мы получили из этих формул.

Длина волны оптического излучения λ означает длину волны в системе координат излучающего объекта. Вследствие закона красного смещения мы наблюдаем излучение с длиной волны $\lambda_{набл} = \lambda(1+z)$, т.е. мы должны взять во всех формулах $\lambda = \lambda_{набл}/(1+z)$.

Подстановка соотношения $\lambda = \lambda_{набл}/(1+z)$ в выражения (1) и (2) приводит к явной зависимости $\rho(\mu, B)$ и $\chi(\mu, B)$ от параметра красного смещения z . Мы видим, что возрастание z приводит уменьшению a , b и C , т.е. степень поляризации $\rho(\mu, B)$ возрастает, а позиционный угол χ стремится к значению $\chi = 0$. Конечно, это справедливо, если считать, что среднее магнитное поле в аккреционных дисках не зависит от параметра z . В действительности, однако, среднее магнитное поле различно при разных значениях z .

Примем теперь, что аккреционный диск с номером s наклонен под углом i_s , а его азимутальный угол равен φ_s в системе координат наблюдателя (с осью z , направленной вдоль луча зрения \mathbf{n}). Согласно формулам (1) и (2), и используя известные трансформационные свойства параметров Стокса Q и U при вращении осей x и y , мы получаем следующие выражения для параметров Q и U в системе наблюдателя:

$$\begin{aligned} Q(\mu_s, \varphi_s; B) &= -\rho(\mu_s, B) \cos 2(\varphi_s + \chi_s(\mu, B)) F_s, \\ U(\mu_s, \varphi_s; B) &= -\rho(\mu_s, B) \sin 2(\varphi_s + \chi_s(\mu, B)) F_s, \end{aligned} \quad (5)$$

где F_s является наблюдаемым потоком излучения от s -го аккреционного диска. Знак минус означает, что колебания электрического вектора волны происходят перпендикулярно плоскости (N, \mathbf{n}) в предельном случае $B=0$.

Из формул (5) видно, что наблюдаемый позиционный угол ψ_s равен

$$\psi_s(z) = \varphi_s + \chi_s(\mu, B). \quad (6)$$

Средний позиционный угол $\langle \psi(z) \rangle$ по совокупности N дисков с одинаковым значением красного смещения z вычисляется по формуле:

$$\langle \psi_s(z) \rangle = \frac{\sum_s \psi_s(z)}{N}. \quad (7)$$

Чтобы обнаружить статистическую зависимость $\langle \psi(z) \rangle$ от параметра z мы должны просуммировать наблюдаемые позиционные углы для достаточно большого числа объектов, имеющих одинаковые значения параметра z , и сделать это для различных значений z . При этом удобно ввести обозначение $W(\mu, \varphi; z)$ - вероятность наблюдать аккреционный диск, нормаль которого N наклонена под углом i ($\mu = \cos i$) и характе-

ризуется азимутальным углом φ . Среднее значение наблюдаемого позиционного угла $\langle\psi(z)\rangle$ вычисляется согласно выражению:

$$\langle\psi(z)\rangle = \int_0^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi W(\mu, \varphi; z) [\varphi + \chi(\mu, \mathbf{B})] \equiv \langle\varphi(z)\rangle + \langle\chi(z, \mathbf{B})\rangle. \quad (8)$$

Функция вероятностей $W(\mu; \varphi; z)$ обладает нормировкой:

$$\int_0^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi W(\mu, \varphi; z) = 1. \quad (9)$$

Значение $\langle\varphi(z)\rangle$ для изотропного распределения объектов ($W = 1/2\pi$) равно $\langle\varphi\rangle = \pi$. Это означает, что азимутальные углы φ и $(-\varphi)$ наблюдаются одинаково часто. Если используют позиционные углы ψ в интервале $0 \leq \psi \leq \pi$ (ясно, что ψ и $\psi + \pi$ описывают одно и то же состояние осциллирующий электрического вектора волны), то $\langle\varphi\rangle = \pi/2$ для изотропного распределения.

Для неизотропного распределения излучающих объектов отклонение угла $\langle\varphi(z)\rangle$ от значения π (или $\pi/2$) означает, что существует предпочтительный позиционный угол. Зависимость $\langle\varphi(z)\rangle$ от z означает крупномасштабное вращение среднего позиционного угла $\langle\varphi(z)\rangle$. Понятно, что этот эффект будет существовать, если существует крупномасштабная анизотропия источников поляризованного излучения.

Величина $\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle$ описывает дополнительный позиционный угол из-за действия фарадеевского вращения при многократном рассеянии излучения. Эта величина не зависит от азимутального угла φ и, вообще говоря, не обращается в 0 для любых значений $i \neq 0^\circ$ и φ . Однако угол $\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle$ зависит от величины и направления магнитного поля \mathbf{B} . По этой причине совокупность позиционных углов $\psi(z)$ необходимо усреднить по ансамблю возможных магнитных полей в аккреционных дисках. Обозначим результат такого усреднения как $\langle\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$. Если значения \mathbf{B} и $-\mathbf{B}$ осуществляются с одинаковой частотой, то среднее значение $\langle\langle\chi\rangle\rangle = 0$.

Выделенное значение $\langle\varphi\rangle$ является следствием анизотропии распределения азимутальных углов нормалей совокупности аккреционных дисков, или, в общем случае, асимметричного распределения источников излучения относительно луча зрения. Для существования ненулевого среднего значения $\langle\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$ необходимо, чтобы регулярное магнитное поле \mathbf{B} имело бы выделенное направление в ансамбле объектов с заданным значением параметра z . Таким образом, выделенный средний позиционный угол $\langle\psi(z)\rangle$ может осуществиться из-за наличия этих двух крупномасштабных асимметрий, как раздельно, так и одновременно. Зависимость среднего позиционного угла от параметра z означает, что эти крупномасштабные асимметричные структуры (источников и магнитных полей) скоррелированы на космологических расстояниях, определяемых ячеистой структурой распределения галактик и квазаров.

Напомним снова (см. *Введение*), что имеется и третий механизм крупномасштабного вращения среднего позиционного угла $\langle\psi\rangle$. Это случай, когда поляризованное излучение проходит разные расстояния в межгалактической среде, в которой существует крупномасштабное регулярное магнитное поле. Позиционный угол вращается пропорционально пройденному излучением пути, который определяется параметром z . Однако межгалактическое магнитное поле слишком мало, чтобы фарадеевское вращение было заметным [28].

Рассмотрим $\langle\phi\rangle$ -механизм и $\langle\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$ -механизм несколько детальнее. Для нас наиболее важно знать, какие максимально возможные значения среднего позиционного угла $\langle\psi\rangle$ могут, в принципе, осуществиться.

Сначала рассмотрим $\langle\phi\rangle$ -механизм. Пусть при некотором значении z существует анизотропное распределение аккреционных дисков или каких-либо других источников поляризованного излучения, которое обеспечивает сдвиг $\Delta_1\psi$ от π (или $\pi/2$), соответствующего изотропному распределению. Анизотропию распределения источников можно характеризовать некоторым физически выделенным направлением \mathbf{h} , имеющим азимутальный угол ϕ_h . Пусть в соседнем объеме пространства, соответствующем красному смещению $z + \Delta z$, имеется немного измененная структура распределения источников излучения, характеризуемая другим направлением анизотропии \mathbf{h}' с азимутальным углом $\phi_h + \Delta_h\phi$. Средний позиционный угол $\langle\psi\rangle$ от этой совокупности будет равен $\Delta_h\phi + \Delta_2\psi$, т.е. будет отличным от позиционного угла $\Delta_1\psi$ наблюдаемого от первой совокупности объектов, находящейся на космологическом расстоянии z . Это выглядит как вращение среднего позиционного угла $\langle\psi(z)\rangle$ с ростом z .

Легко видеть, что аналогичный эффект существует также в $\langle\langle\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$ -механизме. В этом случае роль элементарного поворота $\Delta\psi$ играет $\langle\langle\Delta\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$ -сдвиг, который зависит от величины магнитного поля $\mathbf{B}(z)$ в параметрах $a(z)$, $b(z)$ и $C(z)$. Если $a \gg 1$, то сдвиг угла $\langle\langle\Delta\chi(\mu, \mathbf{B})\rangle\rangle$ может быть равен своему максимальному значению 45° (см. формулу (2)). В некотором смысле этот механизм является более эффективным, чем первый механизм, так как элементарный $\langle\Delta\psi\rangle$ - сдвиг может быть больше, вплоть до предельного значения 45° .

Таким образом, этот механизм может объяснить $\langle\psi\rangle$ крупномасштабное вращение в интервале углов $0^\circ < \langle\psi\rangle < 45^\circ$ непосредственно, без изменения структуры источников поляризованного излучения с изменением параметра z . Для него достаточно иметь изменение регулярного магнитного поля $\mathbf{B}(z)$ с изменением красного смещения z . В этом механизме мы не ограничены необходимостью анизотропного распределения замагниченных аккреционных дисков (вспомним, что $\chi(\mu, \mathbf{B}; z)$ не зависит от угла ϕ). Конечно, в этом случае изменение (поворот) анизотропной структуры

источников излучения приводит к дополнительному $\langle \psi \rangle$ крупномасштабному вращению позиционного угла.

В заключение мы выведем формулу для $\langle \langle \Delta\chi(\mu, B; z) \rangle \rangle$ для часто обсуждаемого случая нетурбулентного ($C=0$) аккреционного диска с нормальным к поверхности магнитным полем $B_{||}(z)$:

$$\tan 2\chi(\mu, B; z) = a = \frac{0.8\lambda_{obs}^2 B_{||}(z)\mu}{(1+z)^2}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \langle \langle \Delta\chi(\mu, B; z) \rangle \rangle &\approx \left\langle \left\langle \frac{\partial \chi}{\partial z} \Delta z \right\rangle \right\rangle = \\ &\approx \int_0^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi W(\mu, \varphi; z) \left(\frac{\partial B_{||}(z)}{\partial z} - \frac{2}{1+z} \right) \frac{1}{2} \frac{0.8\lambda_{obs}^2 \mu}{(1+z)^2 + (0.8\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z))^2} \Delta z. \end{aligned} \quad (11)$$

Если параметр $a = 0.8\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z)/(1+z)^2 \ll 1$, то угол фарадеевского поворота также мал:

$$\chi(\mu, B_{||}; z) \approx \frac{1}{2} \frac{0.8\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z)}{(1+z)^2} \ll 1. \quad (12)$$

Противоположному пределу $a \gg 1$, соответствует формула:

$$\chi(\mu, B_{||}; z) \approx \frac{\pi}{4} - \frac{(1+z)^2}{1.6\lambda_{obs}^2 \mu B_{||}(z)}, \quad (13)$$

т.е. угол фарадеевского поворота близок к предельному значению 45° .

Используя уравнение (11), можно получить выражение для $\langle \langle \Delta\chi \rangle \rangle$ в общем случае. Напомним, что двойные угловые скобки означают дополнительное усреднение по ансамблю возможных магнитных полей в аккреционных дисках.

Подчеркнем, что эффект вращения среднего позиционного угла осуществляется, когда существует крупномасштабная корреляция между асимметричными структурами галактик и квазаров, и корреляция магнитного поля в аккреционных дисках. По-видимому, такая корреляция должна существовать в рамках ячеистого распределения галактик и квазаров. Обнаружение этого эффекта может служить для дополнительного подтверждения ячеистой структуры и оценок расстояния корреляции в них.

3. Заключение. В данной работе мы показали, что рассматриваемые два механизма крупномасштабного вращения среднего позиционного угла осуществляются, если локально анизотропные скопления галактик и квазаров, а также значения регулярного магнитного поля в аккреционных дисках скоррелированы между собой для некоторых интервалов красного смещения z . По-видимому, характерным масштабом корреляции является размер ячеистого распределения галактик и квазаров. Однако, возможно,

масштаб корреляции больше характерного размера отдельной ячейки. Наблюдение крупномасштабного вращения среднего позиционного угла поляризованного излучения может пролить свет на эту проблему.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН №4, программы ОФН РАН, а также при поддержке программы ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы (ГК № 02.740.11.0246).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

POLARIMETRIC CONSEQUENCES LARGE OF SCALE STRUCTURE OF GALAXY AND QUASAR DISTRIBUTION

N.A.SILANTEV, Y.N.GNEDIN, M.Y.PIOTROVICH,
T.M.NATSVLISHVILI, S.D.BULIGA

The problem of large scale galaxy alignment on the cosmological distances are discussed in many papers. The goal of this paper is to consider the polarimetric effects of this alignment. We will discuss the effect of the large scale polarization angle rotation on the cosmological distances. We suggest the possible explanation of this rotation as the sum of two processes. The first process is the transformation on the cosmological distance the topology of magnetic, for example, in a result of transformation of the vertical component of the magnetic field to the surface of accretion disk into the horizontal component. In this case the position angle rotates from 0 to 45 degrees. The large scale galaxy alignment produce also the additional rotation of the position angle. The both these effects can produce any magnitude of the position angle on the large cosmological distances.

Key words: *polarization:magnetic fields - accretion disks:quasars:active galactic nuclei*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Colless, G.Dalton, S.Maddox et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **328**, 1039, 2001.
2. *M.Tegmark, M.R.Blanton, M.A.Strauss et al.*, Astrophys J., **606**, 702, 2004.
3. *B.N.Schafer*, Int. J. Phys. D., **18**, 173, 2008.
4. *B.J.T.Jones, R. van de Weygaert, M.A.Aragon-Calvo*, arXiv:1001.4479, 2010.
5. *D.Kirk, S.Bridle, M.Schneider*, arXiv:1001.3787, 2010.
6. *R.Mandelbaum, C.Blake, S.Bridle et al.*, arXiv:0911.5347, 2009.
7. *I.W.A.Browne, R.A.Batye*, arXiv:1001.1409, 2010.
8. *N.Bogdanovic, C.S.Reynolds, M.C.Miller*, Astrophys. J., **661**, L147, 2007.
9. *M.Volonteri*, arXiv:1002.3827, 2010.
10. *A.Perego, M.Dotti, M.Colpi, M.Volonteri*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **399**, 2249, 2009.
11. *O.Hahn, R.Teyssier, C.M.Carollo*, arXiv:1002.1964, 2010.
12. *A.J.Davis, P.Natarajan*, arXiv:1003.0670, 2010.
13. *D.Hutsemekers*, Astron. Astrophys., **332**, 410, 1998.
14. *D.Hutsemekers, H.Lamy*, Astron. Astrophys., **367**, 381, 2001.
15. *D.Hutsemekers, R.Cabanac, H.Lamy, D.Sluse*, Astron. Astrophys., **441**, 915, 2005.
16. *B.Borguet, D.Hutsemekers, G.Letawe et al.*, Astron. Astrophys., **478**, 321, 2008.
17. *P.Jain, G.Narain, S.Sarala*, arXiv:astro-ph/0301530, 2003.
18. *Yu.N.Gnedin, M.Yu.Piotrovich, T.M.Natsvlishvili*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **374**, 276, 2007.
19. *М.Ю.Пиотрович, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацвлишвили*, Астрофизика, **52**, 3, 2009 (arXiv:0805.3649).
20. *D.Hutsemekers, A.Payez, R.Cabanac et al.*, arXiv:0809.3088, 2008.
21. *A.A.Anselm, N.G.Uraltsev*, Phys. Lett. B, **116**, 161, 1982.
22. *G.G.Raffelt, L.Stodolsky*, Phys. Rev. D, **37**, 1237, 1988.
23. *G.G.Raffelt*, Stars as Laboratories for Fundamental Physics, The University of Chicago Press, Chicago, 1996.
24. *Ю.Н.Гнедин, С.В.Красников, ЖЭТФ*, **102**, 1729, 1992.
25. *C.Deffayet, D.Harari, J.-P.Uzan, M.Zaldarriaga*, arXiv:hep-ph/0112118, 2001.
26. *C.Csaki, N.Kaloper, J.Terning*, Phys. Rev. Lett., **88**, id. 161302, 2002.
27. *N.Jackson, R.A.Batye, I.W.Browne et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **376**, 371, 2007.
28. *S.A.Joshi, R.A.Batye, I.W.A.Browne et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **380**, 162, 2007.
29. *A.Z.Dolginov, Yu.N.Gnedin, N.A.Silant'ev*, Propagation and polarization of radiation in cosmic media, Gordon & Breach, New York, 1995.
30. *Yu.N.Gnedin, N.A.Silant'ev*, Basic Mechanisms of Light Polarization in Cosmic Media, Hart-wood, Amsterdam, 1997.
31. *Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев, П.С.Штернин*, Astron. Lett., **32**, 42, 2006.
32. *N.A.Silant'ev*, Astron. Astrophys., **383**, 326, 2002.
33. *N.A.Silant'ev*, Astron. Astrophys., **433**, 1117, 2005.
34. *N.A.Silant'ev, M.Yu.Piotrovich, Yu.N.Gnedin, T.M.Natsvlishvili*, Astron. Astrophys., **507**, 171, 2009.
35. *S.Chandrasekhar*, Radiative transfer, Clarendon Press, Oxford, 1950.

ОБОСОБЛЕННЫЕ КАРЛИКОВЫЕ ГАЛАКТИКИ В
МЕСТНОМ СВЕРХСКОПЛЕНИИ И ЕГО
ОКРЕСТНОСТЯХВ.Е.КАРАЧЕНЦЕВА¹, И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ², М.Е.ШАРИНА²

Поступила 25 августа 2010

Мы представляем список 75 изолированных карликовых галактик поздних типов, которые не имеют соседних галактик с относительной разностью лучевых скоростей менее 500 км/с и проекционными расстояниями менее 500 кпк. Они были выделены среди ~2000 карликовых галактик, расположенных в объеме Местного сверхскопления, ограниченного лучевой скоростью $V_{LG} < 3500$ км/с. Изолированные карликовые галактики поздних типов по своим размерам, светимостям и амплитуде внутренних движений не отличаются существенно от карликовых галактик, богатых газом, расположенных в группах и скоплениях. Однако медианное значение массы нейтрального водорода, приходящейся на единицу светимости, у них в два раза выше, чем у карликовых галактик поздних типов в группах. Мы выявили также 10 предполагаемых изолированных сфероидальных карликовых галактик. Обнаружение изолированных карликовых галактик, населенных исключительно старыми звездами, представляет большой интерес для современных космологических сценариев образования галактик.

Ключевые слова: *галактики, карликовые галактики*

1. *Введение.* В последние годы заметно активизировалось изучение изолированных галактик (см., например, материалы конференции "Galaxies in Isolation: Exploring Nature vs. Nurture" [1]). Галактики, находящиеся в областях с низкой локальной плотностью материи, служат опорной выборкой для исследования влияния окружения на процессы звездообразования и эволюции галактик, а также для проверки различных моделей происхождения галактик. Для этих задач особый интерес представляют изолированные карликовые галактики, в том числе низкой поверхностной яркости (НПЯ).

Типичные характеристики карликовых галактик (линейные размеры несколько кпк, абсолютные B величины слабее $-16^m.5$, средняя поверхностная яркость $\langle SB \rangle$ слабее $25 B \text{ mag/arcsec}^2$) [2] объясняют сложность обнаружения таких объектов на больших расстояниях. Поэтому карликовые галактики слабо представлены в каталогах, ограниченных видимой величиной (CGCG [3], $m \leq 15.7$) либо угловым диаметром, $a \geq 1'$ (UGC [4], ESO [5]). Большинство объектов в каталоге UGC, которые классифицировались по их низкой поверхностной яркости как "dwarfs", оказались после измерений лучевых скоростей обычными спиральными галактиками. Относительное число истинных карликовых галактик в каталоге [4] составляет всего 2%. В Каталоге

изолированных галактик Караченцевой [6], созданном на основе каталога CGCG, карликовые галактики также малочисленны. Обнаружение карликовых галактик, большинство из которых имеют низкую поверхностную яркость, составляет отдельную весьма трудоемкую задачу.

Ситуация с представительностью карликовых систем меняется кардинально, когда рассматривается выборка галактик, ограниченная не потоком, а расстоянием. Так, в Каталоге соседних галактик CNG [2], включающем 451 объект Местного объема с расстояниями до 10 Мпк, около 85% галактик составляют карликовые системы, в основном низкой и очень низкой поверхностной яркости. Определение для каждой галактики " i " в Местном объеме так называемого "индекса изолированности" [2]

$$\Theta_i = \max[\log(M_k / D_{ik}^3)], \quad k = 1, 2, \dots$$

где M_k - массы, а D_{ik} - взаимные пространственные расстояния соседних галактик, показало, что около половины населения Местного объема входит в группы разной кратности. Остальная часть гравитационно не связанных галактик, которые имеют отрицательные значения приливного индекса ($\Theta < 0$), может быть отнесена к объектам общего поля. Наиболее обособленные среди них со значениями $\Theta < -2$ оказались почти исключительно (16 из 18) карликовыми системами.

Аналогичный подход для выявления одиночных изолированных галактик разработан в работе [7]. Алгоритм связанности был применен к выборке из 10914 галактик с лучевыми скоростями по отношению к центроиду Местной группы $V_{LG} < 3500$ км/с. После выделения пар, триплетов и групп [8-10] примерно 46% оставшихся галактик оказались некластеризованными или, как часто называют, галактиками поля. Применение более строгого критерия изолированности, в частности, использование критерия [6], оставило в этом объеме всего около 500 очень изолированных галактик [11]. Примерно 13% из них - объекты низкой поверхностной яркости.

Уменьшение относительного числа карликовых галактик при переходе от Местного объема ($V_{LG} < 550$ км/с) к большему объему Местного сверхскопления ($V_{LG} < 3500$ км/с) связано как с очевидным убыванием наиболее слабых карликовых систем с ростом расстояния, так и с тем обстоятельством, что поискам карликов в поле уделялось меньше внимания, чем в известных близких группах и скоплениях галактик. Тем не менее, общее распределение карликовых галактик в Местном сверхскоплении и его окрестностях сейчас установлено достаточно надежно: они сосредоточены в основном в скоплениях Virgo, Fornax и системах разной населенности, причем сфероидальные карлики располагаются в плотных центральных частях, а карлики поздних типов - в более разреженных периферийных областях групп и скоплений.

Цель настоящей работы - поиск карликовых галактик разных морфо-

логических типов, которые находятся в объеме $V_{LG} < 3500$ км/с и являются достаточно обособленными. Мы рассмотрели совокупную выборку известных карликовых галактик поля и попытались выделить в ней наиболее изолированные объекты. Не претендуя на статистическую полноту выборки, мы хотим привлечь внимание наблюдателей к этим объектам, а также сравнить характеристики карликовых галактик, изолированность которых устанавливалась по разным критериям.

2. *Исходный материал и критерии отбора.* Из общего массива известных карликовых галактик, находящихся в объеме $V_{LG} < 3500$ км/с, мы составили общую сводку галактик-кандидатов, которые видимым образом не входят в скопления Virgo и Fornax, в известные группы, а также не являются спутниками нормальных галактик. С этой целью были использованы такие источники:

1) Каталог 1500 карликовых галактик низкой поверхностной яркости ($\langle SB \rangle$ слабее $24.5B \text{ mag/arcsec}^2$) [12]. В этом каталоге была впервые предпринята попытка собрать, проверить и обобщить результаты поисков и наблюдений карликовых галактик, опубликованные разными авторами в статьях до 1987г. Каталог охватывает все небо; его средняя глубина ~ 1500 км/с; в общем поле насчитывается примерно 500 объектов.

2) Статьи, относящиеся к поискам и наблюдениям карликовых галактик низкой поверхностной яркости, опубликованные после 1987г., в частности, поиски карликовых галактик в общем поле [13-16]. HI-наблюдения карликов UGC [17,18] и некоторые другие. Из этого массива данных мы проверили примерно 250 объектов.

3) Статьи, в которых представлены результаты сплошных систематических поисков карликовых галактик на фотографических обзорах неба POSS-II (kk, kkr, kkh) [19-21], ESO-SERC (KKs) [22] и ESO SERC-J (kksj) [23] - "5 списков", с общим числом $N \sim 600$. Наблюдения этих объектов в линии HI 21 см [21-27] показали достаточно высокий уровень детектирования - до 60%. Из этих источников было проверено примерно 300 объектов.

Из списков предполагаемых кандидатов были исключены объекты нашей Галактики: планетарные туманности, отражательные туманности, ширрусы, а также карликовые галактики высокой поверхностной яркости. Для дальнейшей проверки мы отобрали галактики, удовлетворяющие условиям:

1) лучевые скорости карликовых галактик заключены в интервале $500 < V_{LG} < 3500$ км/с и по значению V_{LG} они не принадлежат к системам различной населенности. Здесь мы не рассматриваем карликовые галактики, входящие в Местный объем, поскольку их свойства были подробно представлены в Каталоге [2];

2) карликовая галактика находится вне зоны сильного Галактического поглощения, т.е. имеет $A_B < 1^m$.



После уточнения координат, взаимных отождествлений списков и исключения общих объектов, независимо включенных в разные источники, мы получили очищенный список 274 карликовых галактик поздних типов с измеренными лучевыми скоростями, каждая из которых затем проверялась на соответствие критерию изолированности. В этой работе мы считаем карликовую галактику "1" изолированной, если у нее нет соседей с относительными лучевыми скоростями $|\Delta V_{||}| < 500$ км/с и проекционными расстояниями $R_p < 500$ кпк.

Данные о координатах и лучевых скоростях окружающих галактик мы брали из базы данных NED, определяя по ним расстояния до ближайших соседей. Никаких ограничений на звездную величину соседних галактик не вводилось. Выборка очень изолированных галактик Местного объема и их основные характеристики даны в разделе 5. Сфероидальные карликовые галактики, не имеющие оценок лучевых скоростей, проверялись нами отдельно. Принятому условию изолированности удовлетворили 75 из 274, или 27% карликовых галактик поздних типов. Из них 15 не имеют ближайших соседей вплоть до 1 Мпк.

3. Список и характеристики изолированных карликовых галактик поздних типов. В табл.1 приведены некоторые наблюдательные данные для изолированных карликовых галактик поздних типов. В основном они взяты из базы данных HyperLEDA, а при отсутствии таковых - из базы NED либо из оригинальных статей. При вычислении основных оптических и HI-характеристик была использована схема расчетов, принятая в [2], при постоянной Хаббла $H_0 = 73$ км/с Мпк⁻¹.

В колонках указаны: 1 - имя галактики; 2 - экваториальные координаты на эпоху J2000.0; 3 - морфологический тип, определенный нами по изображениям галактики на обзорах неба POSS II, ESO/SERC, DSS-1, red, blue, а где возможно - на SDSS (букву d-dwarf- мы в столбце 3 опускаем). В этой работе мы разделили карликовые галактики НПЯ, согласно классификации, принятой в [12]: Sm - галактики с разрушенной спиральной структурой, однако с выраженным центром и в некоторых случаях с остаточными признаками бара, Im - диффузные галактики с "магеллановыми" признаками, хаотично расположенными голубыми сгущениями, Ig - диффузные галактики также неправильной формы, но без видимых голубых сгущений, Sph - диффузные галактики правильной круглой либо эллиптической формы; 4 - видимая величина B , взятая из HyperLEDA, а в некоторых случаях - из NED либо из оригинальных статей. Заметим, что для рассматриваемых карликов точность оценки звездной величины может быть порядка 0^m.5 и хуже; 5 - лучевая скорость в км/с, приведенная к центроиду Местной группы с параметрами апекса, принятыми в NED; 6 - скорректированное за наклон максимальное значение

Таблица 1

СПИСОК ИЗОЛИРОВАННЫХ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК
ПОЗДНИХ ТИПОВ В ОБЪЕМЕ $V_{LG} < 3500$ км/с

Имя	RA(J2000.0)Dec	Тип	B	V_{LG}	v_r	M_B^c	$\log(M_M)$	$\log(M_M/L_B)^*$	*
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ESO 12-14	000244.2-802048	Sm	14.83	1757	44	-17.5	9.81	0.65	
UGC 199	002051.8+125122	Sm	17.3	2012	46	-15.2	8.78	0.54	
ESO 474-25	004707.5-223542	Sm	16.0	2896	57	-17.1	9.12	0.14	*
UGC 672	010617.9+445715	Ir	17.1	967	36	-14.1	7.89	0.11	
ESO243-50	011048.8-422231	Im/Ir	17.04	1413	26	-14.4	8.78	0.86	*
LSBC F683-V10	013031.9+112925	Ir	17.51	1134	-	-13.9	-	-	
KDG 9	014234.0+025546	Ir	16.9	1882	-	-15.3	-	-	
kkh 8	021227.4+101958	Ir	16.7	1861	24	-15.8	8.30	-0.20	
ESO 545-2	021915.3-185556	Sm	14.96	1603	58	-17.1	9.14	0.15	
ESO 298-33	022128.1-384803	Im	17.76	2142	25	-14.7	8.81	0.79	
ESO 545-15	022557.9-194130	Im	16.72	2272	33	-15.9	9.37	0.86	
kkh 14	024502.9+320942	Ir	17.0	1748	45	-15.7	9.27	0.82	*
UGC 2352	025205.4+042215	Im	17.2	1866	35	-15.1	8.86	0.67	
KDG 32	031856.7-103247	S0	16.74	1898	42	-15.7	9.04	0.60	*
AM 0333-611	033415.3-610548	Im	16.38	976	24	-14.4	7.96	0.04	
HIPASS J0341+18	034201.7+180831	Im	16.90	1369	18	-15.4	8.37	0.06	
ESO 251-3	042841.2-461916	Im	16.19	1191	31	-14.9	8.32	0.19	
kk 271	045145.3+670932	Ir/Sph	17.7	1771	-	-15.1	8.04	-0.17	*
ESO 555-39	060901.1-214323	Sm	15.89	1535	59	-16.1	8.84	0.24	
UKS 0616-708	061549.2-705342	Sm	15.5	1025	19	-15.6	8.86	0.45	
kk 56	064311.6+363803	Ir	17.9	2360	29	-15.3	8.30	0.02	
UGC 3672	070627.5+301919	Im/Pec	16.4	969	44	-14.5	9.10	1.12	
kk 58	070910.7-512801	Ir	15.38	772	17	-15.3	8.27	-0.01	
kk 66	074729.8+401116	Ir	17.5	2949	31	-15.7	8.85	0.39	
UGC 4117	075726.0+355621	Im	15.85	754	28	-14.4	8.08	0.15	
UGC 4100	080656.9+844515	Im	16.0	1221	38	-15.4	8.59	0.29	*
kkh 44	081638.5+692049	Ir	18.2	1202	8	-13.0	7.88	0.51	*
UGC 4527	084424.0+765505	Ir	16.9	900	68	-13.8	7.96	0.30	
KDG 54	092225.2+754557	Im/Ir	16.4	833	20	-14.0	7.97	0.21	
kkh 52	093747.2+273404	Im/Ir	16.6	1513	15	-15.1	8.45	0.27	
KDG 69	102852.6+664823	Ir	17.4	1268	33	-13.8	8.45	0.75	
UGC 5996	105257.4+402242	Sm	16.8	1617	37	-15.1	8.56	0.35	
UGC 6222	111104.5+343411	Sm	16.2	1926	33	-16.0	8.82	0.26	
kk 102	112258.9+192839	Ir	16.45	3268	45	-16.9	8.87	-0.05	
kk 105	112924.2+460651	Ir	16.6	1598	40	-15.2	8.36	0.13	
UGC 6996	120022.7+785103	Sm	17.1	2161	56	-15.6	8.75	0.36	
KKs 48	120535.9-434612	Ir	17.62	2732	45	-15.8	9.39	0.91	
KDG 89	121428.9-121957	Ir	17.25	1714	43	-14.8	8.57	0.49	
UGC 7995	124957.7+782302	Ir	16.25	1998	57	-16.2	8.59	-0.04	*
kk 181	130433.7+264627	Im/Ir	17.25	1914	36	-14.9	8.77	0.65	*
kk 183	130642.4+180007	Sph/Ir	17.9	1496	43	-13.8	8.34	0.67	
UGC 8474	132926.4+005412	Sm	16.26	3164	30	-17.0	8.86	-0.11	
KDG 227	133439.7-121950	Sm	15.59	1347	41	-16.0	8.23	-0.31	
LSBC D721-V10	135558.0+085929	Ir	17.8	1165	22	-13.3	7.17	-0.32	

Таблица 1 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
kk 226	135608.4-453934	Sm	15.91	2300	28	-16.9	9.06	-0.11	
kkr 2	140626.2+092133	Ir/Im	17.32	3213	34	-16.0	8.76	0.19	*
UGC 9123	141503.7+362726	Sm	15.73	1951	62	-16.5	8.77	0.01	
kkr 6	141703.6-013015	Im	16.93	1463	25	-14.8	8.41	0.33	
KKSG 47	143525.4-171001	Ir	17.7	1447	54	-14.2	8.92	1.08	
kkr 12	144623.8+141245	Ir	16.6	1801	20	-15.4	8.77	0.43	
UGC 9875	153047.3+230358	Sm	15.83	2073	86	-16.7	8.95	0.12	
UGC 9912	153510.5+163258	Sm	15.56	1032	19	-15.4	8.60	0.28	
kkr 21	153700.6+204742	Sm/Im	16.8	1798	34	-15.4	8.94	0.62	
UGC 10009	154537.5+041057	Ir	17.0	2095	64	-16.0	8.71	0.15	
UGC 10229	160943.9-000654	Im	17.35	1522	44	-14.8	9.15	1.08	
kkr 26	161644.6+160509	Ir	17.1	2347	24	-15.6	8.75	0.34	*
UGC 10376	162250.9+652616	Sm	16.5	3246	36	-16.8	9.01	0.11	
LSBC F585-V01	162557.4+203934	Ir	18.4	2106	26	-14.2	-	-	
kkr 30	165638.5+075956	Ir	17.0	1584	31	-15.2	8.73	0.49	*
kkr 34	171242.1+135428	Ir	17.8	1640	37	-14.6	8.69	0.68	
kkr 39	175900.7+215053	Ir	18.1	2242	24	-14.8	8.76	0.67	
kkr 42	181052.1+371453	Ir	17.7	1754	12	-14.4	8.06	0.14	
KKs 68	182246.5-621613	Im	16.7	808	23	-13.9	7.81	0.10	
UGC 11458	193506.9+695942	Ir	17.5	1651	65	-15.1	8.54	0.36	*
kkr 48	195756.4+623721	Ir	17.5	3453	17	-16.2	8.94	0.29	
kk 249	202906.9-314110	Ir	15.79	2169	66	-17.1	8.80	-0.21	
ESO 403-36	215010.9-354228	Ir	16.90	2570	75	-16.1	9.58	0.99	
kk 255	215755.8-601822	Im	14.6	1585	22	-17.2	8.11	-0.95	
ESO 189-21	220236.6-540443	Sm	15.31	1644	28	-16.5	8.94	0.16	
ESO 602-16	222323.9-180730	Im	15.68	2723	52	-17.4	9.26	0.16	
kkr 71	223038.0+384355	Ir	17.3	1002	11	-14.0	8.65	0.91	
UGC 12212	225030.3+290818	Sm	16.2	1177	45	-15.1	8.88	0.66	
kkr 75	232011.2+103723	Ir	18.0	1703	45	-14.1	8.66	0.87	*
UGC 12070	233157.3+780903	Im	16.5	1724	48	-16.3	9.08	0.38	*
UGC 12771	234532.7+171512	Im/Ir	16.5	1535	38	-15.4	8.48	0.17	
Медианы			16.8	1720	35	-15.3	8.76	0.30	

скорости вращения в км/с, взятое из HyperLEDA; 7 - Абсолютная B -величина, исправленная за Галактическое и внутреннее поглощение; 8 - логарифм водородной массы (в солнечных единицах); 9 - логарифм отношения водородной массы к светности (в солнечных единицах); 10 - наиболее изолированные карликовые галактики, не имеющие ближайших соседей на расстояниях до $R_p = 1$ Мпк, отмечены значком *.

В последней строке таблицы указаны медианные значения приведенных характеристик галактик. В примечаниях к табл.1 даны описания вида некоторых объектов на обзоре SDSS.

Примечания: ESO 545-2: клиновидная, голубые сгущения; UGC 3672: длинный диффузный "хвост" со сгущениями, направленный к NW; UGC 5996: отчетливый градиент яркости, диффузная голубая оболочка и

несколько струй со сгущениями; UGC 6222: возможно, dIrr, голубоватая, сгущения диффузные; kK 181: голубая, с диффузными "пятнами", без ярких сгущений; UGC 8474: гладкая спираль с диффузной центральной частью; LSBC D721-V10: заметный градиент яркости, проектируется звезда; kK 2: слабые сгущения; kK 12: диффузные клочковатые сгущения; kK 6: слабые сгущения; UGC 9123: правильные диффузные спиральные рукава с несколькими голубыми сгущениями; UGC 9875: правильные диффузные спиральные ветви с несколькими голубыми сгущениями; UGC 9912: правильная спираль, диффузная ядерная часть и голубые сгущения в спиральных ветвях; kK 21: разрушенная спираль, очень слабые сгущения, проектируется звезда; UGC 10009: иррегулярная, без градиента яркости; UGC 10229: сгущения; kK 26: слабое голубое сгущение; UGC 12771: диффузная, волокнистая.

4. *Кандидаты в изолированные сфероидальные карликовые галактики.* Поиск предполагаемых изолированных сфероидальных карликов в поле Местного сверхскопления - значительно более трудная задача, чем поиск карликов поздних типов. По определению, сфероидальные карлики не содержат заметной доли газа, так что в линии 21 см они не детектируются. Оптические скорости их трудно определимы из-за низкой поверхностной яркости сфероидальных карликовых галактик. В общем поле за пределами Местного объема, а также скоплений Virgo и Fornax, прямыми методами расстояния у них не определялись. Морфологически сфероидальные карлики часто похожи на иррегулярные, только имеют более правильные очертания и более сглаженную структуру. Мы попытались выявить в общем поле объекты-кандидаты в сфероидальные карлики по их морфологии, а затем по косвенным признакам выделить из них изолированные.

В каталогах и списках, цитированных в разделе 2, были выбраны объекты, классифицированные как dSph, и/или dSph/dIrr, которые не были детектированы в линии HI 21 см. Новая классификация, проведенная на обзорах неба DSS-1, DSS-2 и, где возможно, SDSS, показала, что прежние поиски, особенно на обзоре POSS-1, часто давали ошибочную оценку типа - и это дополнительно подтвердили наблюдения в линии 21 см. Из нескольких сотен объектов нами было отобрано 107 кандидатов в сфероидальные карлики либо dSph/dIrr без лучевых HI скоростей. Затем, используя базу данных NED, у каждого объекта мы искали соседей в широком интервале лучевых скоростей 500-3500 км/с. Оказалось, что у большинства кандидатов имеются соседние галактики с лучевыми скоростями порядка 1000-2000 км/с. Принимая такие же значения лучевых скоростей и для галактик-кандидатов, мы получили линейные размеры и абсолютные величины карликов, типичные для dSph, и проекционные расстояния соседей

~100-300 кпк. Согласно принятым условиям, такие карлики не могут считаться изолированными, хотя они, скорее всего, находятся в объеме Местного сверхскопления.

После проверки 107 кандидатов в нашем списке предполагаемых изолированных сфероидальных карликовых галактик, осталось всего 10 объектов. Их основные характеристики, взятые из оригинальных статей [19-22] или из NED, приведены в табл.2; содержание столбцов не требует дополнительных пояснений.

Таблица 2

СПИСОК ПРЕДПОЛАГАЕМЫХ ИЗОЛИРОВАННЫХ dSph
ГАЛАКТИК В ОБЪЕМЕ $V_{LG} < 3500$ км/с

Имя	RA(J2000.0) Дес	a'	b/a	mag	A_p	Отождествления
kkh 9	021254.9+324854	1.1	0.91	16.6	0.42	UGC 1703
KKs 5	031407.2-375933	1.2	0.58	16.7	0.07	ESO 300-20
kkh 65	105159.2+282145	0.7	1.00	17.0	0.08	BTS 23
kkh 66	110222.3+701553	1.0	0.60	18.0	0.10	kdg 74
kkh 67	112303.5+211937	1.2	0.75	16.8	0.10	
kk 180	130429.9+174532	1.4	0.50	16.7	0.10	LSBC D575-8
kk 227	135610.1+401812	0.7	0.64	17.	0.04	
kkr 8	141914.8+030726	1.3	0.62	18.5	0.15	
kkr 9	142705.0+224125	0.9	0.67	19	0.29	
kk 258	224043.9-304800	2.1	0.62	17.4	0.06	ESO 468-20

Комментарии к табл.2.

kkh 9: согласно NED - эллиптический карлик dE. На изображении SDSS выглядит как dSph; не обнаружено соседей в интервале лучевых скоростей 500-2500 км/с в области радиусом 120'.

KKs 5: На DSS-1 выглядит как dSph, на DSS-red как dSph/dIг. Объект LSBG F 300-1 (dE) с $V_{LG} = 1456$ км/с находится на расстоянии 37'.4, и если KKs 5 имеет близкую с LSBG F 300-1 лучевую скорость, тогда его линейный размер должен быть $A \sim 7$ кпк, что нетипично для сфероидальных карликов. Таким образом, вычисленное взаимное расстояние (~ 220 кпк) не принимаем, а KKs 5 считаем изолированным объектом. Есть еще объект FCCB 035 с $V_{LG} = 871$ км/с на расстоянии ~ 140 кпк. Если они имеют близкие лучевые скорости, то линейный диаметр $A \sim 4$ кпк.

kkh 65: На обзоре SDSS выглядит как галактика dSph очень низкой поверхностной яркости, VLSB. Членство в группе NGC 4314 приводит к нетипичному линейному диаметру (> 4 кпк).

kkh 66: На DSS-red, blue - выглядит как сфероидальная карликовая галактика. Ближайшая галактика GCGC 333-63 имеет $V_{LG} = 1438$ км/с. При близкой лучевой скорости их взаимное расстояние составляет примерно

450 кпк, а линейный диаметр $A \sim 5.7$ кпк (нереально большой для dSph).

kkh 67: На обзоре SDSS выглядит как типичная галактика dSph, VLSB. На угловом расстоянии $29'.8$ находится карликовая галактика LSBC D570-7 с $V_{LG} = 713$ км/с. Если они составляют физическую пару, то линейный диаметр kkh 67 $A = 3.5$ кпк, а спроектированное расстояние - 85 кпк. Считаем kkh 67 условно изолированной.

kk 180: На обзоре SDSS выглядит как типичная галактика типа dSph. Если принять, что kk 180 находится на том же расстоянии, что и kk 173 с $V_{LG} = 952$ км/с, то получаем линейный диаметр kk 180 ~ 5.3 кпк и взаимное расстояние ~ 320 кпк. Если же kk 180 находится на периферии группы NGC 4826, то ее диаметр $A \sim 2.2$ кпк, а ближайшим соседом на расстоянии ~ 220 кпк оказывается kdg 215 с $V_h = 419$ км/с. Эту галактику считаем условно изолированной.

kk 227: В поле радиусом $120'$ находится много галактик с $V = 2300$ км/с, ближайшая - NGC 5571 с $V_{LG} = 2637$ км/с. Если kk 227 - физический спутник NGC 5571 (на проектированном расстоянии 117 кпк), тогда ее линейный диаметр ~ 7.3 кпк слишком велик для типичной сфероидальной карликовой галактики.

kkг 8: На обзорах DSS-1 blue выглядит как типичная галактика dSph. Ближайшая галактика - NGC 5576 с $V_{LG} = 1437$ км/с (на проектированном расстоянии 146 кпк), член группы NGC 5666. Но если kkg 8 относится к этой группе, тогда ее линейный диаметр $A = 7.4$ кпк - слишком большой для dSph.

kkг 9: На обзорах DSS-1 blue выглядит как dSph, VLSB. Предположим, что ближайший сосед - член Местного объема DDO 187. Но если эти галактики составляют физическую пару (107 кпк), тогда линейный диаметр kkg 9, $A = 0.6$ кпк. Кроме этого в области радиусом $85'$ видно несколько галактик с лучевыми скоростями $\sim 1100 - 1200$ км/с; ближе всех (390 кпк) располагается карликовая галактика магелланова типа CGCG 133-84, по-видимому, не связанная гравитационно с kkg 9. Заметим, что объект kkg 9 по морфологии похож на известную изолированную dSph галактику kkr 25, находящуюся на расстоянии 1.9 Мпк.

kk 258: На обзоре DSS-1 выглядит как галактика dSph/dIr, на DSS-red - как dSph. Если принять, что физическим соседом является галактика NGC 7361 с $V_{LG} = 1310$ км/с (на расстоянии 250 кпк), то линейный диаметр kk 258 равен 11 кпк, что нереально. Отметим, что приведенная в LEDA лучевая скорость kk 258 $V_h = 27246$ км/с - ошибочна.

На рис.1 представлено распределение по небу в экваториальных координатах изолированных карликовых галактик. Сплошными кружками обозначены карликовые галактики поздних типов, открытыми кружками - сфероидальные карликовые галактики. Распределение карликов поздних

типов выглядит не совсем равномерно случайным, показывая некоторый избыток числа объектов в области с центром $RA = 16^h.0$, $Dec = +15^\circ$. Медианная скорость этих 12 галактик составляет $+1800$ км/с. Положение на небе и характерная скорость позволяют предположить, что эта группировка располагается на дальней окраине Местной пустоты [28].

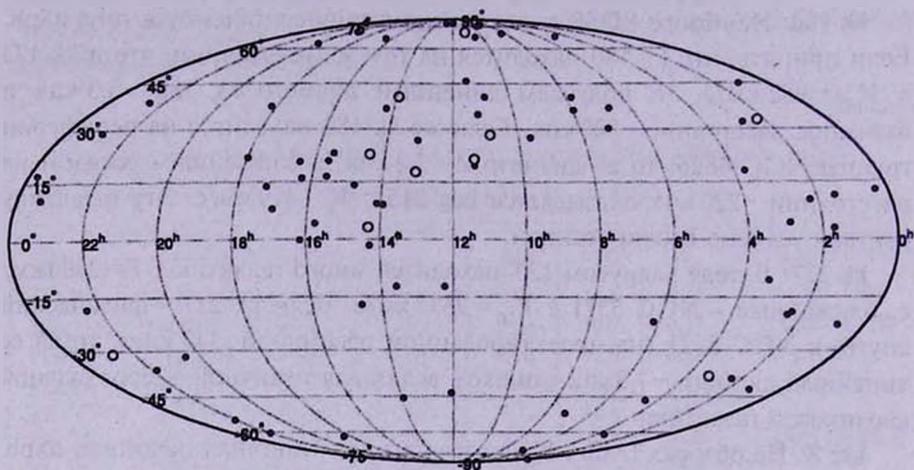


Рис.1. Распределение по небу в экваториальных координатах изолированных карликовых галактик. Сплошные кружки - карликовые галактики поздних типов, открытые кружки - сфероидальные карликовые галактики.

5. Наиболее изолированные галактики Местного объема. Как дополнение к приведенным выше спискам (табл.1 и 2), мы представляем в табл.3 список галактик Местного объема, которые, согласно критерию CNG [2], являются наиболее изолированными ($\Theta \leq -2.0$). Значение $\Theta = -2.0$ приблизительно соответствует локальной плотности материи на 2 порядка ниже средней плотности. В столбцах таблицы указаны: 1 - имя галактики, 2 - морфологический тип согласно нашей классификации, 3 - скорректированный линейный размер в кпк, 4 - максимальная скорость вращения в км/с, 5 - абсолютная B -величина, скорректированная за Галактическое и внутреннее поглощение, 6 - логарифм отношения массы водорода к B -светимости в солнечных единицах, 7 - "приливный индекс" Θ . Данные всех столбцов, кроме 2, извлечены из табл.4 в CNG. В последней строке таблицы указаны медианные значения приведенных характеристик галактик.

Примечания:

kk 49 и Ogi01 находятся в зоне сильного Галактического поглощения ($A_B = 2^m.46$ и $3^m.16$, соответственно); IC 5052 не является карликовой галактикой низкой поверхностной яркости.

Галактики табл.3 были независимо проверены на предмет выполнения

условий изолированности, принятых в этой работе. Оказалось, что полностью соответствуют этим условиям лишь галактики UGC 3476, FG 202, UGC 3755, ESO 6-1 и kk 246. UGC 288 и And IV составляют широкую "пару" с проектированным взаимным расстоянием около 460 кпк. Галактика IC 2038 образует тесную пару с IC 2039, входящую в группу NGC 1566. Галактики kk 49 и Orion имеют разность лучевых скоростей < 100 км/с и находятся на проекционном расстоянии порядка 200 кпк. Пекулярная петлеобразная галактика ESO 364-29 имеет близких (до 150 кпк) соседей AM 0605-341 и NGC 2188 со взаимными разностями лучевых скоростей < 50 км/с. ESO 489-56 имеет достаточно высокую поверхностную яркость

Таблица 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ НАИБОЛЕЕ ИЗОЛИРОВАННЫХ ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА

Имя	Тип	A_0	V_*	M_B^c	$\log M_{HI}/L$	Θ
UGC 288	Im	2.47	19	-13.82	0.01	-2.1
And IV	Ir/Sph	2.32	49	-12.60	1.09	-2.1
IC 2038	Sdpec	2.63	50	-14.42	0.48	-2.2
kk 49	Im	1.65	34	-14.94	-0.42	-2.0
ORION DW	Sm/Im	6.19	81	-17.04	-0.14	-2.2
ESO 364-29	Impec	7.61	40	-16.04	-0.27	-2.9
ESO 489-56	Impec	0.80	9	-13.07	-0.34	-2.1
UGC 3476	Im/Sm	1.98	38	-14.27	0.25	-2.2
kk 55	Ir	1.54	29	-13.71	-0.43	-2.6
FG 202	Ir	4.63	38	-14.01	0.38	-2.0
ESO 558-11	Im	4.52	61	-16.51	-0.89	-2.5
UGC 3755	Ir	2.51	16	-14.90	-0.52	-2.1
DDO 47	Sm/Im	4.65	46	-15.10	0.45	-2.1
ESO 6-1	Sm/Im	2.54	-	-14.86	-	-2.4
kkh 46	Im	1.17	16	-11.93	0.35	-2.0
ESO 564-30	Sm	3.86	68	-14.27	0.80	-2.0
kk 246	Ir	2.14	25	-12.96	0.41	-2.2
IC 5052	Sd	7.64	83	-18.23	-0.49	-2.2
Медианы	-	2.51	38	-14.34	0.01	-2.1

и находится на расстоянии около 160 кпк от ESO 490-17 (разность лучевых скоростей 12 км/с). Галактика kk 55 имеет соседа NGC 2310 (разность лучевых скоростей 321 км/с, взаимное расстояние ~ 400 кпк) и может считаться изолированной, то же можно сказать о галактике kk 46, имеющей слабую соседнюю галактику на расстоянии 270 кпк. Галактика ESO 558-11 имеет соседа HIPASSJ 0705-20 (разность лучевых скоростей 34 км/с, взаимное расстояние 130 кпк), а DDO 47 входит в тесную пару с CGCG 37-33 (разность лучевых скоростей 7 км/с, взаимное расстояние 11 кпк). Достаточно изолированной

может считаться галактика ESO 564-30, ближайший сосед которой ESO 565-3 находится на расстоянии ~ 290 кпк (разность скоростей составляет 61 км/с), а яркая галактика NGC 2835 (разность скоростей 118 км/с) находится на расстоянии ~ 450 кпк.

Такое подробное сравнение мы приводим, чтобы показать условность любого критерия отбора слабых карликовых галактик как "истинно" изолированных, когда неизвестны взаимные пространственные расстояния и пространственные скорости галактик.

6. *Обсуждение.* Процедура кластеризации галактик в объеме Местного сверхскопления и его окрестностей ($V_{LG} < 3500$ км/с) с использованием усиленного критерия динамической изолированности привела к созданию каталога LOG [11], который содержит 513 галактик на галактических широтах $|b| > 15^\circ$. Их относительное число составляет всего 4% среди $N = 10914$ галактик в рассматриваемом объеме. Большинство из LOG-галактик являются нормальными спиральными галактиками поздних морфологических типов. Если отобрать в этом каталоге только галактики типов Ir, Im, Sm, BCD ($T = 9, 10$), то суммарное число их составит $N(9, 10) = 87$. Среди этой подвыборки изолированных галактик оказалось 16 объектов, которые присутствуют в табл.1: UGC 199, ESO 243-50, UGC 2352, kdg 32, HJ0342+1808, UGC 3672, UGC 4117, kksг 47, UGC 9875, kkr 21, kkr 26, kkr 30, kkr 34, kkr 75, UGC 12070, UGC 12771. Таким образом, около 20% карликовых галактик проходят проверку на физическую обособленность одновременно по двум различным критериям изолированности. Мы считаем этот процент достаточно высоким. Для сравнения укажем, что в недавней работе [29] рассмотрено влияние эффектов окружения на HI и оптические свойства 101 галактики с абсолютными величинами $M_r - 5 \log h_{70} > -16$ из каталога [30], составленного на материале обзора SDSS. Средняя абсолютная величина галактик $\langle M_r \rangle = -15.4$ и средняя глубина их выборки $30 h_{70}^{-1}$ Мпк оказались сходными с нашими. Авторы [29] нашли, что 65% галактик их выборки не имеют соседей из каталога RC3 [31] с $M_r - 5 \log h_{70} < -19$ на спроектированном расстоянии $500 h_{70}$ кпк и разностью лучевых скоростей в интервале ± 300 км/с. В настоящей работе применялся похожий способ выделения изолированных галактик. При этом исходные выборки опирались на разные оптические обзоры. К тому же, в работе [29] отбор кандидатов производился по абсолютной величине, а в нашей работе - в основном по морфологическому типу и поверхностной яркости. Видимо поэтому ни одного общего объекта в наших списках и списке [29] не оказалось.

Следует отметить, что изолированные иррегулярные галактики из табл.1 не имеют существенных отличий по своим размерам, светимости и амплитуде внутренних движений от других галактик того же типа, расположенных в группах, а также от карликовых галактик, богатых

газом, рассмотренных в работе [32]. Однако изолированные карликовые галактики поздних типов заметно отличаются от неизолированных повышенным содержанием нейтрального водорода на единицу светимости. Так, в Местном объеме популяция карликовых галактик, детектированных в линии HI, имеет медианное значение $M(\text{HI})/L_b = 0.8$ в солнечных единицах, тогда как для изолированных объектов табл.1 медиана составляет $M(\text{HI})/L_b = 2.0$. Очевидно, что отсутствие внешних приливных возмущений у изолированных карликовых галактик не способствует интенсивному расходованию имеющегося у них газа на процесс звездообразования.

Видимые величины и поверхностные яркости предполагаемых изолированных галактик типа dSph сходны с таковыми для сфероидальных галактик, расположенных в близком объеме. До сих пор нам было известно всего два случая изолированных dSph: kkr 25 и APPLES1, которые имеют расстояния 1.9 Мпк и 8.5 Мпк и абсолютные величины $M_b = -9.9$ и -8.3 , соответственно. Обнаружение новых карликовых галактик с исключительно старым звездным населением, находящихся за пределами групп и скоплений, представляет принципиальный интерес для современных космологических сценариев образования галактик.

В работе были использованы цифровые обзоры неба DSS (<http://archive.eso.org/dss>), SDSS (<http://www.sdss.org>), а также базы данных HYPERLEDA (<http://leda.univlyon1.fr/>) и NED (<http://nedwww.ipac.caltech.edu>). Работа частично поддержана грантами РФФИ 09-02-90414-Укр-ф-а и МОН Украины F28.2/059.

¹ Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины, e-mail: valkarach@gmail.com

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: ikar@sao.ru

ISOLATED DWARF GALAXIES IN THE LOCAL SUPERCLUSTER AND ITS SURROUNDINGS

V.E.KARACHENTSEVA¹, I.D.KARACHENTSEV², M.E.SHARINA²

We present a list of 75 isolated late-type dwarf galaxies having no neighbors with radial velocity difference within 500 km/s and projected separation within 500 kpc. They were selected among ~2000 dwarf galaxies situated in the Local supercluster volume limited by the radial velocity $V_{LG} < 3500$ km/s. These isolated late-type dwarf galaxies do not differ essentially by their size, luminosity and

internal motion amplitude from other gas-rich dwarf galaxies residing in groups and clusters. However, their median HI-mass per luminosity unit is two times the corresponding quantity for others. We found also 10 candidates to isolated dwarf spheroidal galaxies. Revealing isolated dSph galaxies populated by only old stars is of great interest to current cosmological scenarios of galaxy formation.

Key words: *galaxies: dwarf galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

1. Proceedings of Conference IAU "Galaxies in Isolation: Exploring Nature vs. Nurture", May 2009, Granada, Spain, ASP Conf. Ser. v.421, 2010.
2. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier, D.I.Makarov*, *Astron. J.*, **127**, 2031, 2004 (CNG).
3. *F.Zwicky, E.Herzog, M.Karpowich, C.T.Kowal, P.Wild*, 1961-1968, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, California Institute of Technology, Pasadena, I-VI (CGCG).
4. P.Nilson, Uppsala General Catalogue of Galaxies, Uppsala Astron. Observ., **6**, 1 (UGC), 1973.
5. *E.Lauberts*, The ESO/Uppsala Survey of the ESO (B) Atlas. Munich: ESO, 1982.
6. *В.Е.Караченцева*, *Сообщ. CAO*, **8**, 3, 1973.
7. *I.D.Karachentsev*, *Astron. Astrophys. Trans.*, **6**, 1, 1994.
8. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov*, *Astrophys. Bull.*, **63**, 320, 2008.
9. *D.I.Makarov, I.D.Karachentsev*, *Astrophys. Bull.*, **64**, 24, 2008.
10. *D.I.Makarov, I.D.Karachentsev*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 2010, submitted.
11. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, V.E.Karachentseva, O.Y.Melnyk*, *Astrophys. Bull.*, in preparation (LOG), 2011.
12. *V.E.Karachentseva, M.E.Sharina*, The Catalogue of low surface brightness dwarf galaxies, *Comm. Spec. astrophys. obs.*, **57**, 3, 1988.
13. *B.Binggeli, M.Tarenghi, A.R.Sandage*, *Astron. Astrophys.*, **228**, 42, 1990 (BTS).
14. *C.D.Impey, D.Sprayberry, M.J.Irwin, C.D.Bothum*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **105**, 209, 1996.
15. *J.M.Schombert, R.A.Pildis, J.A.Eder*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **111**, 233, 1997.
16. *A.B.Whiting, G.K.T.Hau, M.Irwin*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **72**, 245, 2002.
17. *T-X.Thuan, P.O.Seitzer*, *Astrophys. J.*, **231**, 237, 1979.
18. *S.E.Schneider, T-X.Thuan, C.Magri, J.E.Wadiak*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **72**, 245, 1990.
19. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 409, 1998 (kk).
20. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, G.M.Richter*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **135**, 221, 1999 (kkk).

21. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier*, *Astron. Astrophys.*, **366**, 428, 2001 (kkh).
22. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **146**, 359, 2000a (KKs).
23. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, A.A.Suchkov, E.K.Grebel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **145**, 415, 2000b (kksG).
24. *W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva*, *Astron. Astrophys.*, **322**, 375, 1997.
25. *W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, M.Ehle*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **141**, 469, 2000.
26. *W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva*, *Astron. Astrophys.*, **377**, 801, 2001.
27. *W.K.Huchtmeier, I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva*, *Astron. Astrophys.*, **401**, 483, 2003.
28. *R.B.Tully*, *Nearby Galaxy Catalog*. Cambridge University Press, 1988.
29. *M.Geha, M.R.Blanton, M.Masjedi, A.A.West*, *Astrophys. J.*, **653**, 240, 2006.
30. *M.R.Blanton, D.J.Eisenshtein, D.V.Hogg et al.*, *Astrophys. J.*, **631**, 208, 2005.
31. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin et al.*, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies, I-III*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1991 (RC3).
32. *R.F.Minchin, M.J.Disney, Q.A.Parker et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **355**, 130, 2004.

ОКОЛОЯДЕРНЫЙ ПЛОТНЫЙ ГАЗ В
ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИКАХР.А.КАНДАЛЯН^{1,2}, М.М.АЛ-ЗЮТ²

Поступила 24 мая 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

Обсуждаются свойства выборки внегалактических ОН мазерных источников в широком диапазоне спектра. На основе выборки 22 мазерных галактик показано, что ОН, HCN и рентгеновское излучения тесно связаны между собой. С другой стороны, эти излучения зависят от массы ядра галактики. Показано, что ширина линии излучения ОН обусловлена вращением околоядерного диска, в плотных областях которого и возникают ОН, HCN излучения. Рентгеновский нагрев может возбуждать молекулы ОН, HCN.

Ключевые слова: *мазеры - галактики; молекулы - галактики; рентгеновское излучение*

1. *Введение.* Молекула HCN имеет высокий дипольный момент ($\mu \sim 2.98 D$), поэтому ее линия излучения на волне $\lambda \sim 3.4$ мм ($J=1-0$) возникает в плотных слоях молекулярного газа ($n_{H_2} \geq 10^4$ см⁻³) в околоядерной области галактик (<1 кпк) и "отслеживает" (tracе) плотные области газа [1,2]. Как известно, мегамазерное излучение ОН и рентгеновское излучение также возникают в околоядерной области галактик. Поэтому, представляет определенный интерес исследование взаимосвязи этих трех излучений, с одной стороны, и их связь с массой ядра галактик, с другой.

В работе [3] было получено, что в ОН-мегамазерах относительная доля плотного газа высока ($L_{HCN}/L_{CO} > 0.07$). Однако в указанной работе число галактик с HCN излучением не велико, всего 8. В настоящее время (май, 2010) число мегамазеров с HCN излучением почти в два раза больше. Кроме этого, нас интересует взаимосвязь излучений молекул ОН и HCN от массы ядра галактики и роль рентгеновского излучения в плотных областях газа. Настоящая работа - это первая попытка исследования вышеуказанных вопросов в ОН-мегамазерах.

Наш анализ основан на непараметрических методах статистики, которые позволяют проводить более корректный анализ данных наблюдений, особенно, когда размер выборки не велик и нужно учитывать возможные эффекты селекции [4]. В разделе 2 обсуждается выборка мегамазеров. В разделе 3 приведен непараметрический метод корреляции Спирмана. В разделе 4 приведены результаты анализа. В разделе 5 обсуждаются

результаты настоящей работы.

2. *Выборка ОН-мегамазеров.* В настоящее время число мегамазеров составляет примерно 120 [5-10]. Из этого числа мы выделили те галактики, у которых известны либо излучение молекулы HCN, либо масса ядра. Число таких галактик оказалось 22 (табл.1). В табл.1 последовательно приведены: 1. Название галактики. 2. Красное смещение, z . 3. Ширина (FWHM) линии в системе покоя галактики, W , в км с⁻¹. 4. Светимость

Таблица 1

СПИСОК 22 ОН МЕГАМАЗЕРОВ

IRAS	z	W (км с ⁻¹)	$\log L_{\text{OH}}$ (L_{\odot})	$\log L_{2-10\text{кэВ}}$ (эрг с ⁻¹)	$\log L_{\text{HCN}}$ (К км с ⁻¹ пк ²)	$\log M_{\odot}$ (M_{\odot})	Ссылки
00509+1225	0.061	410	2.31			7.26	[14]
01418+1651	0.027	110	2.75	40.48		6.85	[15]
09320+6134	0.039	120	1.80	41.68	9.00		
10173+0828	0.048	39	2.41	39.15		6.90	[16]
11010+4107	0.035	200	2.09	40.67	8.60		
11257+5850	0.010	246	1.18	41.37	8.32		
11506-3851	0.011	120	1.50		8.50		
12071-0444	0.128	233	2.68	41.12		7.46	[17]
12112+0305	0.073	280	3.11	41.20	9.03		
12243-0036	0.007	70	-0.14	39.25	7.65		
12540+5708	0.042	290	2.87	42.43	9.27	8.95	[18]
13428+5608	0.038	141	2.60	42.36	9.18	8.18	[19]
15065-1107	0.006	102	-0.18		6.96		
15107+0724	0.013	150	1.03		8.15		
15327+2340	0.018	117	2.49	40.91	8.96	7.08	[20]
16300+1558	0.242	130	2.87			7.52	[17]
17208-0014	0.042	164	2.99	41.33	9.58	8.37	[16]
20550+1656	0.036	112	2.05		8.35		
22025+4205	0.014	152	0.62		8.24		
22491-1808	0.077	171	2.49	40.88		7.42	[17]
23234+0946	0.128	263	2.63			7.39	[17]
23365+3604	0.064	299	2.77	41.50	9.18	7.57	[16]

мазерного излучения, L_{OH} в солнечных единицах. 5. Рентгеновская светимость в диапазоне 2-10 кэВ, $L_{2-10\text{кэВ}}$, в эрг с⁻¹. Данные рентгеновского излучения взяты из работы [11]. 6. HCN светимость, L_{HCN} , в К км с⁻¹ пк². Такая необычная единица светимости L_{HCN} связана со спецификой спектральных наблюдений в миллиметровом диапазоне, где часто интенсивность линии выражается как интеграл яркостной температуры по скоростям излучения [12]. Данные наблюдений HCN были взяты из работ [1,2,13]. 7. Масса предполагаемой черной дыры, M_{\odot} , в солнечных единицах. 8. Ссылки на массы черных дыр. Светимость молекулы HCN была вычислена, согласно формуле [12]

$$L_{\text{HCN}} = 3.25 \cdot 10^7 \cdot S_{\text{HCN}} \cdot \Delta V \cdot v^{-2} \cdot D_L^2 \cdot (1+z)^{-3},$$

где $S_{\text{HCN}} \cdot \Delta V$ - интегральная плотность потока в единицах Ян км с⁻¹, v - наблюдаемая частота линии в ГГц, D_L - расстояние в Мпк, z - красное смещение. Светимости L_{OH} , $L_{2-10\text{мВ}}$ и D_L были вычислены, согласно формулам, приведенным в работе [21]. Постоянная Хаббла принята $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

3. Ранговая корреляция Спирмана и частные коэффициенты корреляции. Одним из способов оценки коэффициента корреляции между двумя переменными является непараметрический метод Спирмана [22]. В этом методе вместо значений самих переменных x и y используются их ранги (порядковый номер, когда переменные расположены в порядке нарастания). Коэффициент корреляции между рангами можно вычислить согласно формуле:

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^n (R_{x_i} - \bar{R}_x)(R_{y_i} - \bar{R}_y)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (R_{x_i} - \bar{R}_x)^2 \cdot \sum_{i=1}^n (R_{y_i} - \bar{R}_y)^2}},$$

где R_{x_i} и R_{y_i} - ранги i -го элемента переменных x и y , соответственно.

$\bar{R}_x = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n R_{x_i}$ и $\bar{R}_y = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n R_{y_i}$ - средние значения рангов переменных x и y , соответственно. Для больших n ($n > 10$) коэффициент Спирмана имеет t -распределение Стьюдента $(n-2)^{1/2} \rho / (1-\rho^2)^{1/2}$.

Теперь перейдем к частным коэффициентам корреляции. Предположим, мы имеем три случайных переменных x , y , z и они взаимокоррелированы. Нас интересует коэффициент корреляции между переменными x и y , когда переменная z фиксирована. Иначе говоря, мы хотим вычислить "частный" коэффициент корреляции между x и y , вычитая коэффициент корреляции между x и z , с одной стороны, и y и z , с другой. Такой коэффициент корреляции называется частным коэффициентом корреляции и определяется согласно формуле:

$$\rho_{xy.z} = \frac{\rho_{xy} - \rho_{xz}\rho_{yz}}{\sqrt{(1-\rho_{xz}^2)(1-\rho_{yz}^2)}},$$

где $\rho_{xy.z}$ - частный коэффициент корреляции между x и y при фиксированной переменной z , ρ_{xy} , ρ_{xz} и ρ_{yz} - коэффициенты корреляций между соответствующими переменными. Вероятность распределения частных коэффициентов корреляции также подчиняется t -распределению Стьюдента и в случае трех переменных имеет следующий вид: $(n-4)^{1/2} \rho / (1-\rho^2)^{1/2}$. Аномальные значения случайных переменных не влияют на ранговые коэффициенты корреляции Спирмана, поэтому, когда выборка данных

неоднородна и малочисленна - непараметрический метод предпочтительнее, чем параметрический метод Пирсона.

4. *Анализ результатов.* Согласно статистике Колмогорова-Смирнова практически все параметры, приведенные в табл.1, имеют распределения отличные от нормального распределения. Поэтому в случае нашей выборки мегамазеров применение непараметрических методов регрессии и корреляции вполне оправдано [4]. В первую очередь мы вычислили ранговые коэффициенты корреляции Спирмана между параметрами, приведенными в табл.1, включая красное смещение. В тех случаях, когда переменные какой-то пары также зависят от красного смещения (так называемый эффект Малмквиста), мы использовали частные коэффициенты корреляции Спирмана, чтобы исключить эффект Малмквиста из рассматриваемой корреляции. После такого анализа мы выделили те пары переменных, которые показывают значимые коэффициенты корреляции (под значимостью корреляции мы подразумеваем вероятность случайной корреляции между переменными $P \leq 0.05$).

В табл.2 приведены результаты статистического анализа, где указаны наиболее значимые частные корреляции Спирмана ρ , с учетом эффекта

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИЙ И РЕГРЕССИИ

	$\log M_c$	$\log L_{\text{HCS}}$
$\log L_{\text{OH}}$	$N = 12$ $\rho = 0.62$ $P = 0.03$ $S = 0.26$ $I = 0.73$ $0.03 \leq S \leq 0.53$ $d = -0.04$	$N = 15$ $\rho = 0.85$ $P = 2 \cdot 10^{-4}$ $S = 1.54$ $I = -11.23$ $1.02 \leq S \leq 1.97$ $d = -0.3$
$\log L_{\text{HCS}}$	$\log W$ $N = 15$ $\rho = 0.57$ $P = 0.03$ $S = 2.35$ $I = 3.49$ $0.42 \leq S \leq 4.73$ $d = -0.13$	$\log L_{2-10\text{GB}}$ $N = 10$ $\rho = 0.65$ $P = 0.04$ $S = 0.36$ $I = -5.89$ $0.05 \leq S \leq 0.79$ $d = -0.13$
$\log L_{2-10\text{GB}}$	$\log M_c$ $N = 9$ $\rho = 0.92$ $P = 5 \cdot 10^{-4}$ $S = 1.27$ $I = 31.68$ $0.55 \leq S \leq 1.95$ $d = 0$	

Малмквиста. Пары переменных, для которых коэффициенты корреляции Спирмана мало значимы, не приведены в табл.2. Там приведены результаты линейной регрессии Кендалла-Теила [4] (наклон, S ; точка пересечения, I ; 95% доверительный интервал наклона и медианное отклонение, d). Если медианное отклонение d близко к нулю, то линейная регрессия является подходящим приближением. В табл.2 $\log L_{\text{OH}}$, $\log L_{\text{HCN}}$ и $\log L_{2-10\text{кэВ}}$ являются зависимыми переменными, а остальные параметры - независимыми. В частности, линия регрессии между $\log L_{\text{OH}}$ и $\log L_{\text{HCN}}$ имеет следующий вид:

$$\log L_{\text{OH}} = 1.54 \log L_{\text{HCN}} - 11.23.$$

Зависимости параметров мазерного излучения (L_{OH} и W) от рентгеновского излучения нами были рассмотрены в наших предыдущих работах (см., например, [11] там же ссылки).

5. *Обсуждение.* Как уже отмечалось, в мегамазерных галактиках мазерное, рентгеновское и HCN излучения образуются в околоядерной области. Поэтому, можно ожидать, что эти излучения должны зависеть друг от друга, кроме этого они могут зависеть от массы ядра галактики. Массу ядра можно оценить, если предположить, что в центре галактики находится аккреционный диск и предполагаемая черная дыра. К сожалению, другие предположения о ядре галактики не позволяют оценить массу ядра. На рис.1 приведена зависимость $\log L_{\text{OH}}$ от $\log M_c$ для мегамазеров, где указана линия регрессии Кендалла-Теила. На рис.2 приведена зависимость $\log L_{\text{OH}}$ от $\log L_{\text{HCN}}$, где также указана линия регрессии Кендалла-Теила. Эта последняя зависимость очень тесная и разброс точек относительно линии регрессии не велик (см., также, табл.2). Результаты табл.2 и работы [11] отчетливо показывают, что разные индикаторы плотного газа (L_{OH} , L_{HCN}) в околоядерной области мегамазеров тесно связаны между собой, и они,

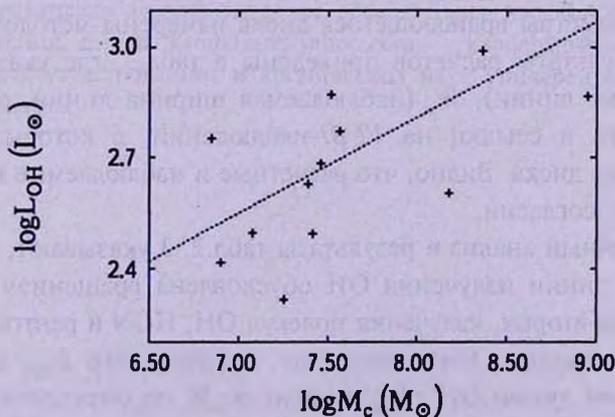


Рис.1. Связь между мегамазерным излучением и массой ядра. Линия регрессии Кендалла-Теила указана (см., табл.2).

в свою очередь, зависят от рентгеновского излучения и массы ядра. Остановимся на взаимосвязи между рентгеновским излучением и массой ядра галактик. Согласно табл.2,

$$\log L_{2-10\text{кэВ}} = 1.27 \log M_c + 31.68.$$

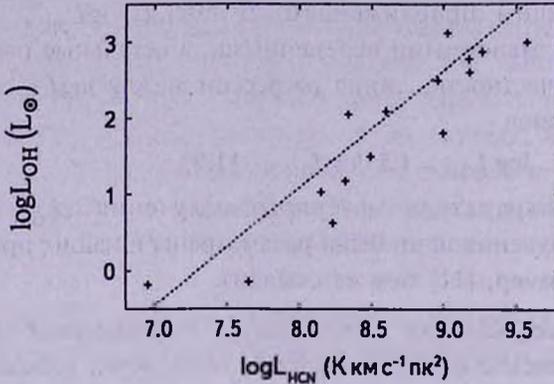


Рис.2. Связь между мегамазерным и HCN светимостями. Линия регрессии Кендалла-Тейла указана (см., табл.2).

В работе [11] нами было показано, что $L_{2-10\text{кэВ}} = kW^S$, где $k = 10^{35.53}$ и $S = 2.56$. Кроме этого, если предположить, что в мегамазерах ширина линии W , в первую очередь, обусловлена кеплеровским вращением околоядерного диска, то $W \sim (GM_c/R)^{1/2}$ [23], где G - гравитационная постоянная, R - радиус диска. Следовательно, из последних двух выражений можно записать $L_{2-10\text{кэВ}} \sim k(GM_c/R)^{S/2}$, или $L_{2-10\text{кэВ}} \sim M_c^{2.56/2} = M_c^{1.28}$. Удивительно, но совершенно разные подходы вычислений наклона зависимости между $L_{2-10\text{кэВ}}$ и M_c дают практически одинаковый результат (1.27 и 1.28). Кроме этого, используя уравнение (2) работы [23], можно вычислить ожидаемые ширины линий у 4-х галактик, для которых необходимые параметры вращающегося диска измерены методом VLBI-наблюдений. Результаты расчетов приведены в табл.3, где указаны W_p (расчетная ширина линии), W_n (наблюдаемая ширина линии, согласно VLBI-наблюдений) и ссылки на VLBI-наблюдений, в которых также указаны параметры диска. Видно, что расчетные и наблюдаемые ширины линии в хорошем согласии.

Вышеприведенный анализ и результаты табл.2, 3 указывают, что, во-первых, ширина линии излучения OH обусловлена вращением околоядерного диска. Во-вторых, излучения молекул OH, HCN и рентгеновское излучение взаимосвязаны. Интересен еще тот факт, что L_{HCN} и $L_{2-10\text{кэВ}}$ зависят от ширины линии OH (L_{OH} зависит от W по определению, так как интенсивность излучения OH - это плотность потока интегрирования по скоростям), которая характеризует поле скоростей вращающегося диска,

хотя HCN и рентгеновское излучения представляют пространственно разные компоненты околоядерной области. HCN и OH представляют молекулярную часть диска, а рентгеновское излучение – высокотемпературную плазму,

Таблица 3

РАСЧЕТНЫЕ И НАБЛЮДАЕМЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИИ OH

Название	W_p (км с ⁻¹)	W_n (км с ⁻¹)	Ссылки
IRAS 01418+1651111 Zw 35	39	30-40	[15,24]
IRAS 12540+5708 Mkn 231	216	214	[18,25]
IRAS 13428+5608 Mkn 273	132	141	[19]
IRAS 15327+2340 Arp 220	27	20-40	[20,26]

которая находится ближе к центру галактики. Возможно, что рентгеновское излучение каким-то образом стимулирует возбуждение линий излучения HCN и OH, например, рентгеновский нагрев околоядерного молекулярного облака [27]. В этом случае можно ожидать взаимосвязь между молекулярным и рентгеновским излучениями. Нам кажется, что этот вопрос требует детального рассмотрения.

6. *Заключение.* Мы исследовали выборку внегалактических OH-мазерных источников в широком диапазоне спектра. В нашем анализе мы использовали непараметрический метод линейной регрессии и корреляции. Перечислим основные результаты нашей работы: 1) OH, HCN и рентгеновское излучения тесно связаны между собой. С другой стороны, они зависят от массы ядра галактики. 2) Ширина линии излучения OH обусловлена вращением околоядерного диска галактики, в плотных слоях которого и возникают OH, HCN молекулы. Возможно, что рентгеновское излучение стимулирует возбуждение линий излучения молекул OH и HCN.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: kandalyan@yahoo.com kandalyan@aabu.edu.jo

² Институт астрономии и космических наук университета Ал Ал-Бейт, Иордания

CIRCUM-NUCLEAR DENSE GAS IN OH-MEGAMASER GALAXIES

R.A.KANDALYAN^{1,2}, M.M.AL-ZYOUT³

The broadband properties of a sample of extragalactic OH maser sources are discussed. Based on a sample of 22 maser galaxies it is shown that there are tight relationships between the OH, HCN and X-ray emissions. On the other hand, these emissions depend on the core's mass of galaxy. It is shown, that line-width of OH emission is due to rotation of circum-nuclear disk, in dense regions of which arise the OH, HCN emissions. The X-ray heating may excite OH and HCN molecules.

Key words: *maser-galaxies:molecules- galaxies:X-ray emission*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Y.Gao, P.M.Solomon, Astrophys. J. Suppl. Ser., 152, 63, 2004.*
2. *Y.Gao, P.M.Solomon, Astrophys. J., 606, 271, 2004.*
3. *J.Darling, Astrophys. J., 669, L9, 2007.*
4. *Р.А.Кандалян, М.М.Ал-Зют, Астрофизика, 53, 363, 2010.*
5. *J.-M.Martin, PhD thesis, University de Paris VII, France, 1989.*
6. *J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld et al., C.R. Acad. Sci., Paris, 308 (II), 287, 1989.*
7. *L.Stavelly-Smith, R.P.Norris, J.M.Chapman et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 258, 725, 1992.*
8. *W.A.Vaan, J.J.Salzer, R.D.LeWinter, Astrophys. J., 509, 633, 1998.*
9. *J.Darling, R.Giovanelli, Astron. J., 124, 100, 2002.*
10. *M.X.Fernandez, E.Momjian, C.J.Salter, T.Ghosh, Astron. J., 139, 2066, 2010.*
11. *Р.А.Кандалян, В.В.Амбарян, Х.А.Сабат, Астрофизика, 50, 171, 2007.*
12. *P.M.Solomon, D.Downes, S.J.E.Radford, J.W.Barrett, Astrophys. J., 478, 144, 1997.*
13. *W.A.Vaan, C.Henkel, A.F.Loenen, A.Baudry, T.Wiklind, Astron. Astrophys., 477, 747, 2008.*
14. *M.Vestergaard, Astrophys. J., 571, 733, 2002.*
15. *Y.M.Pihlstrom, J.E.Conway, R.S.Booth, P.J.Diamond, A.G.Polatidis, Astron. Astrophys., 377, 413, 2001.*
16. *N.Murray, E.Quataert, T.A.Thompson, Astrophys. J., 618, 569, 2005.*
17. *K.M.Dasgra, L.J.Tacconi, R.I.Davies et al., Astrophys. J., 638, 745, 2006.*
18. *A.M.S.Richards, R.J.Cohen, G.H.Cole et al., in "Galaxies and their*

- Constituents at the Highest Angular Resolutions", Proceedings of IAU Symp., 205, 2001, ed. R.T. Schilizzi, (Manchester, UK), 212.
19. *J.A.Yates, A.M.S.Richards, M.M.Wrigh* et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 317, 28, 2000.
 20. *E.Rovilos, P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 342, 373, 2003.
 21. *R.A.Kandalyan*, Astron. Astrophys., 404, 513, 2003.
 22. *W.L.Conover*, Practical Non-parametric Statistics, 2nd Ed., New York, John Wiley and Sons, 1980.
 23. *Р.А.Кандалян*, Астрофизика, 48, 421, 2005.
 24. *A.S.Trotter, J.M.Moran, L.J.Greenhill, X.Zheng, C.R.Gwinn*, Astrophys. J., 485, L79, 1997.
 25. *H.R.Klockner, W.A.Vaan, M.A.Garrett*, Nature, 421, 821, 2003.
 26. *C.J.Lonsdale, P.J.Diamond, H.E.Smith, C.J.Lonsdale*, Astrophys. J., 493, L13, 1998.
 27. *D.A.Neufeld, P.R.Maloney, S.Conger*, Astrophys. J., 436, L127, 1994.

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ
ОБЪЕКТОВ BIG

А.М.МИКАЕЛЯН, Л.А.САРГСЯН

Поступила 10 марта 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

В работе представлены суммарные результаты и общий анализ оптической спектроскопии 172 объектов BIG (Byurakan-IRAS Galaxies), полученные на телескопах БАО-2.6-м, САО-6-м и ОНР-1.93-м. Были выявлены 102 галактики с областями звездообразования, 29 галактик с активными ядрами, 19 галактик с составным спектром. Спектры 12 галактик показывают признаки эмиссии, но без возможности более точного определения класса активности, 9 галактик представлены как галактики, у которых скорость звездообразования не превышает нормальную, и 1 абсорбиционная галактика. Чтобы выяснить природу этих галактик и место, которое они занимают в общей картине эволюции Вселенной, мы сравниваем их с 128 инфракрасными галактиками.

Ключевые слова: *галактики; спектры; активные ядра*

1. *Введение.* Одним из важнейших открытий во внегалактических наблюдениях в близком и среднем инфракрасном (далее ИК) диапазонах, является обнаружение Инфракрасным Астрономическим Спутником (Infrared Astronomical Satellite, далее IRAS) нового класса галактик, так называемых ИК-галактик [1]. Было показано, что ИК-излучение этих галактик, которое до ~1000 раз превышает оптическое излучение, является переизлучением со стороны пыли, которая перерабатывает коротковолновое излучение от звезд. Данные от IRAS на длинах волны 12, 25, 60 и 100 мкм каталогизированы в Каталоге Точечных Источников (ок. 246000 ИК-источников) [2], а более слабые источники приведены в Каталоге Слабых Источников (ок. 173000 ИК-источников) [3]. Однако большинство источников IRAS не имеют оптического отождествления. т.е. их физическая природа остается неясной. Таким образом, возник вопрос об отождествлении этих объектов в оптическом диапазоне и получении оптических спектров для их классификаций, что возможно приведет к пересмотру предыдущих предположений об относительном распределении разных типов галактик.

В 1995г. в Бюраканской астрофизической обсерватории начата работа по оптическому отождествлению точечных источников IRAS с помощью низкодисперсионных спектров Первого Бюраканского Обзора (First Byurakan Survey, FBS) [4,5] (в последние годы также были использованы оцифрованные пластинки этого обзора (Digitized First Byurakan Survey, DFBS) [6]) с целью

выявления новых галактик со вспышкой звездообразования в центральных областях (далее SB - Starburst) [7], галактик с активными ядрами (далее AGN - Active Galactic Nuclei) [8], взаимодействующих пар, галактик с высокой ИК-светимостью (далее ULIRG - Ultra Luminous IR Galaxies). Отождествленные объекты классифицировались с помощью оптических спектров, полученных на трех телескопах: на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории (БАО, Армения) [9,10], 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории (САО, Россия) [11,12] и 1.93-м телескопе Обсерватории Верхнего Прованса (ОНР, Франция) [13].

В данной работе представлены суммарные результаты и общий анализ 172 объектов BIG (Byurakan-IRAS Galaxies). Важно также выяснить какое место занимают эти объекты в общей картине эволюции Вселенной. Для этого мы сравниваем их с 129 ИК-галактиками. Наблюдения объектов тремя телескопами представлены в разделе 2, в разделе 3 представлена контрольная выборка, а в разделе 4 представлены результаты сравнения.

2. Спектральные наблюдения объектов BIG. В общей сложности было получено 199 спектров: 79 - на телескопе БАО [9,10], 54 - на телескопе САО [11,12] и 66 - на телескопе ОНР [13]. Общие сведения спектральных наблюдений приведены в табл.1.

Таблица 1

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ОБЪЕКТОВ BIG

Телескоп	Спектрограф	Годы	Спектры	Ссылки
БАО-2.6-м	ВyuFOSC, SCORPIO	1998-2000, 2002	63, 16	[9,10]
САО-6-м	UAGS	1997, 1997-1998	13, 41	[11,12]
ОНР-1.93-м	CARELEC	1997, 1999	66	[13]
Всего		1997-2002	199	

Спектры 20 объектов имеют большие шумы и их класс активности и красные смещения невозможно было определить. Эти объекты не рассматриваются в данной работе. В случае 3-х объектов одновременно имеются спектры как от БАО, так и от ОНР, но поскольку спектры от ОНР лучшего качества, то были использованы эти результаты. Только 18 из наших 199 объектов имеют спектры из архива SDSS, причем эти спектры появились позже, чем наши наблюдения. Классификации по спектрам SDSS совпадают с нашими классификациями.

Были выявлены 102 галактики с областями звездообразования, 29 AGN, 19 галактик с составным спектром (далее, Composite или Comp), 12 "Em" галактик (этот тип относится к спектру с признаками эмиссии без возможности более точного определения класса активности объекта), 9 галактик представлены как Norm (галактики, у которых скорость

звздообразования не превышает нормальную) и 1 абсорбиционная галактика. На рис.1 приведены диагностические диаграммы, построенные только для тех объектов, для которых были измерены отношения интенсивностей линий [OIII] $\lambda 5007/H\beta$, [NII] $\lambda 6584/H\alpha$ и [OI] $\lambda 6300/H\alpha$.

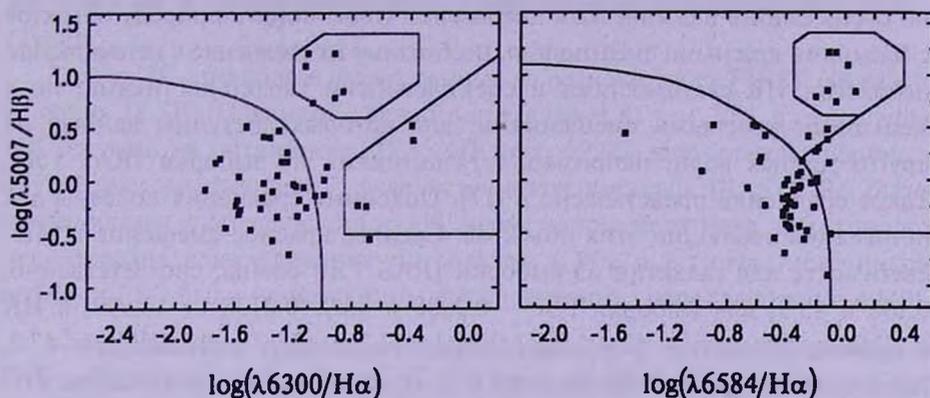


Рис.1. Диагностические диаграммы для объектов BIG, построенные на основе отношений интенсивностей эмиссионных линий [OIII] $\lambda 5007/H\beta$, [NII] $\lambda 6584/H\alpha$ и [OI] $\lambda 6300/H\alpha$.

Объекты имеют красные смещения в диапазоне $0.0092 < z < 0.1734$, а ИК и далекие инфракрасные (далее ДИК) светимости лежат в диапазонах $43.4 < \log[L(\text{ИК})] < 46.1$ и $42.9 < \log[L(\text{ДИК})] < 45.7$ в эрг с^{-1} . В данной работе расстояния объектов были переопределены с помощью космологического калькулятора, где было принято $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_M = 0.27$ и $\Omega_\Lambda = 0.73$.

Только 18 источников имеют потоки на 1.4 ГГц из архива радиообзора FIRST (1 AGN, 1 погт, 1 comp, 15 SB) [14]. Были использованы так называемые потоки на пике, поскольку наши источники не протяженные. Был определен параметр q , который является логарифмом отношения потоков на 25 мкм и 1.4 ГГц, т.е. $q = \log[f_i(25 \text{ мкм})/f_i(1.4 \text{ ГГц})]$. Значения параметра q лежат в пределах $1.64 < q < 3.06$.

3. Контрольная выборка ИК-галактик. В качестве контрольной выборки мы создали выборку из ИК-галактик. Выборка состоит из 111 ярких галактик IRAS с потоками на 60 мкм превышающими 1 Ян (т.е. есть ограничение в потоках при составлении выборки, 69 из них являются AGN, 12 - Comp, 30 - SB) [15,16], далее назовем эту выборку IRAS 1 Ян, 17 объектов из выборки IRAS FSC [17] с большими отношениями потоков ИК/опт. (14 из них являются AGN, 2 - Comp, 1 - SB, далее назовем эту выборку FSC). В общей сложности 128 источников (83 - AGN, 14 - Comp, 31 - SB). Объекты из выборки IRAS 1 Ян являются самыми близкими и яркими ULIRG., т.е. для них доступны многоволновые данные и большинство из них имеют ИК-спектры, полученные с помощью ИК спектрографа

космического телескопа Спитцер. В своих ИК-спектрах эти галактики имеют те же характеристики, что и источники с большими красными смещениями. Например, объекты из выборки FSC, которые тоже имеют ИК-спектры и являются источниками, которые очень яркие в ИК-диапазоне, но очень слабые в оптическом диапазоне. Чтобы понять природу объектов с большими красными смещениями, необходимо их сравнение с источниками, похожими ИК-светимостями и спектральными характеристиками, но с меньшими красными смещениями, для которых доступны данные на других длинах волн, например, с галактиками из выборки IRAS 1 Ян. Такое сравнение представлено в [17]. Подобные сравнения полезны для понимания эволюции этих объектов. Среднее красное смещение и ИК-светимость для галактик из выборки IRAS 1 Ян равны, соответственно, 0.138 и 45.9, для выборки FSC - 0.2238 и 45.9 ($0.0138 < z < 0.997$, а ИК и ДИК-светимости - $43.4 < \log[L(\text{ИК})] < 47.7$ и $43.2 < \log[L(\text{ДИК})] < 47.2$, где светимости представлены в эрг с^{-1}). Те же значения для галактик BIG равны 0.0559 и 45.05, т.е. имеют меньшие красные смещения, но схожие ИК-светимости. В отличие от выборки IRAS 1 Ян, при составлении выборки FSC не было применено ограничение в ИК-потоке. Подробное описание о том, как была составлена выборка FSC, представлено в [17]. Распределение источников по красным смещениям приведено на рис.2. Три объекта из выборки FSC имеют красные смещения $z > 0.3$ (а, имеено, 0.670, 0.844 и 0.927) и для упрощения рисунка не приводятся, но эти объекты включены в последующие графики. Для определения ИК и ДИК-светимостей были использованы следующие формулы из [18]:

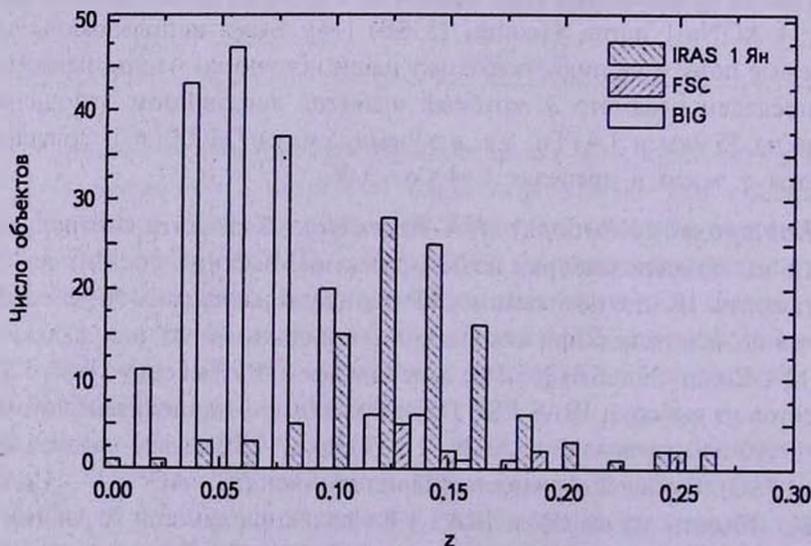


Рис.2. Распределение объектов по красным смещениям.

$$L(\text{ИК}) = 5.6 \cdot 10^5 \cdot R^2 (13.56 \cdot f_{12} + 5.26 \cdot f_{25} + 2.54 \cdot f_{60} + f_{100}),$$

$$L(\text{ДИК}) = 5.6 \cdot 10^5 \cdot R^2 (2.58 \cdot f_{60} + f_{100}),$$

где светимости f_{12} , f_{25} , f_{60} , f_{100} - соответствующие потоки на 12, 25, 60 и 100 мкм в Ян, R - расстояние в Мпк, а светимости получаются в светимостях Солнца.

Только 78 источников имеют данные из радиокаталога FIRST (49 AGN, 11 comp, 18 SB). Параметр q лежит в пределах $-1.81 < q < 2.86$, а отношения ИК-потоков на оптические: $25.3 < \text{ИК}/\text{опт.} < 2282$. Для классификации в оптическом диапазоне в случае источников выборки IRAS 1 Ян были использованы классификации из [16] кроме одного источника, для которого использована классификация по спектру SDSS, а в случае источников выборки FSC были использованы классификации, представленные в [19].

4. *Результаты сравнения.* Среднее отношение потока ИК-диапазона к оптическому потоку или к потоку в близком ИК-диапазоне показывает насколько в источнике преобладает поглощение пылью и как оно действует на светимость континуума. Очень богатые пылью источники будут иметь отношения, повышенные и из-за ослабления на коротких длинах волн, и из-за возрастания континуума, обусловленного излучением пылью на больших длинах волн. Для такой оценки в качестве ИК-потока нами использован IRAS-поток на 25 мкм, а в качестве оптического потока - поток от 2MASS J величин [20]. На рис.3 приведено распределение всех источников по красным смещениям и отношениям ИК к оптическим потокам. Обозначения на рисунке следующие: звездочки - галактики со вспышкой звездообразования в центральных

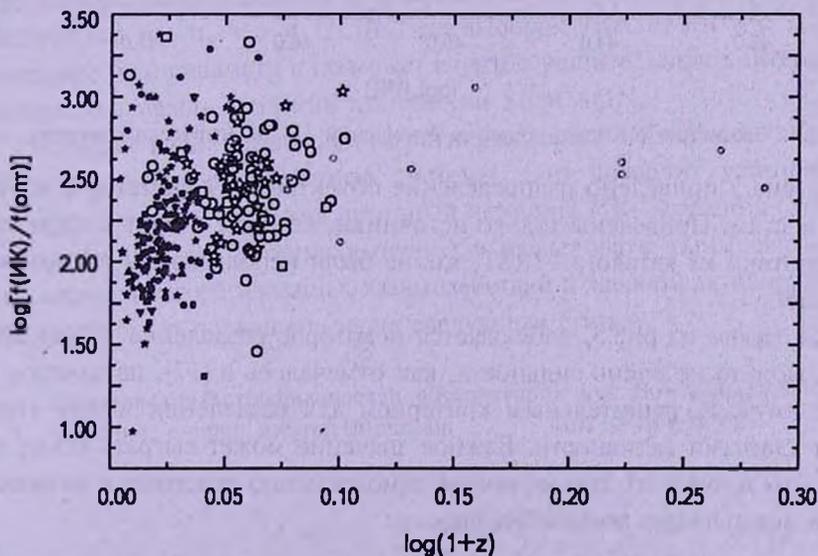


Рис.3. Распределение объектов по красным смещениям и отношениям ИК к оптическим потокам.

областях (среди них большие незаполненные - объекты выборки IRAS 1 Ян, маленькие незаполненные - FSC, заполненные - объекты BIG), кружки - AGN (с тем же разделением, что и для SB), квадраты - comp объекты (также с подобным разделением), треугольники, направленные углом вверх - объекты Eп среди BIG, а треугольники, направленные углом вниз - объекты Nопт среди BIG. На рис.4 сравниваются ИК-светимости и отношение ИК к оптическим потокам. Обозначения те же, что и на рис.3. Сходство соотношений $f_i(25 \text{ мкм})/f_i(J)$ указывает на то, что выборка BIG включает в себя источники с похожим количеством пыли, как и источники из выборок IRAS 1 Ян и FSC, которые являются яркими ULIRG с большими ИК-светимостями, чем источники BIG. Отношения ИК-потоков галактик BIG лежат в $9.4 < \text{ИК}/\text{опт} < 2377$.

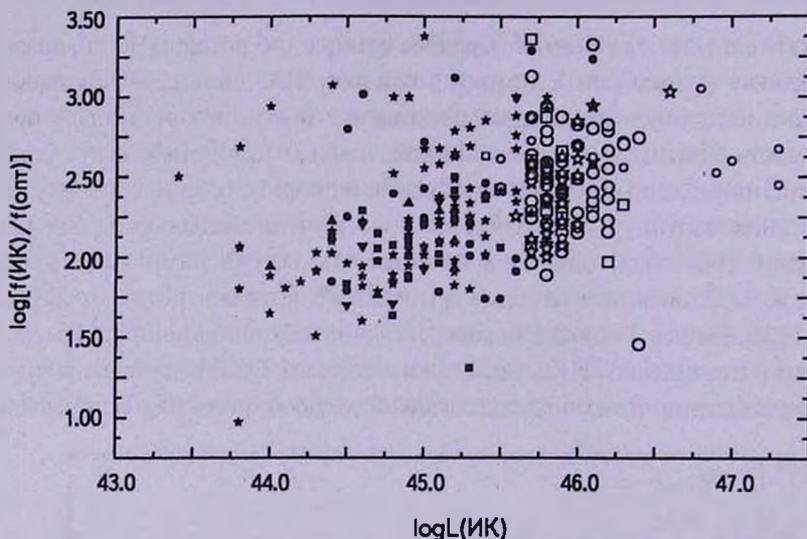


Рис.4. Сравнение ИК-светимостей и отношений ИК к оптическим потокам.

На рис.5 приведено распределение объектов по параметру q и ИК-светимостям. Приведены только источники, которые имеют конкретные радиопотоки из каталога FIRST, т.е. не были использованы предельные значения.

Как видно из рис.5, наблюдается некоторое разделение между SB и AGN, но оно не очень сильное и, как отмечалось в [17], параметр q не может служить решительным критерием для разделения между этими двумя классами активности. Важное значение может сыграть также тот факт, что многие из этих объектов одновременно содержат и активные ядра и повышенное звездообразование.

5. Заключение. В результате спектральных наблюдений объектов BIG на телескопах БАО - 2.6-м, САО - 6-м и ОНР - 1.93-м накоплен достаточно

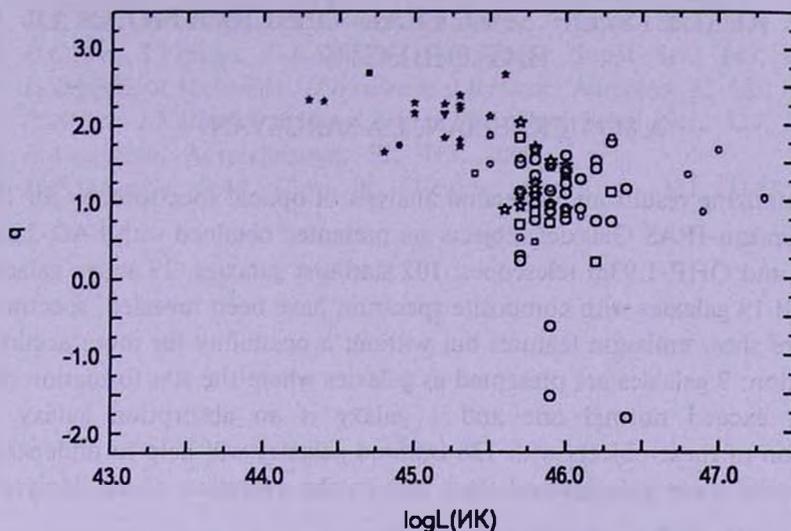


Рис.5. Распределение объектов по параметру q и ИК-светимостям.

богатый материал для изучения ИК-галактик. Этот материал использован для изучения выборки BIG, а также сравнения этих объектов с ИК-галактиками из других выборок. Всего наблюдалось 172 объекта BIG и были выявлены 102 SB-галактики, 29 AGN, 19 Composite, 12 Em, 9 "нормальных" и 1 абсорбционная галактика. Мы сравнили их с выборкой из 128 инфракрасных галактик. Галактики BIG имеют меньшие красные смещения, чем источники из выборок IRAS 1 Ян и FSC. Было показано, что выборка BIG включает в себя источники, которые имеют похожее количество пыли, что и ULIRG из выборок IRAS 1 Ян и FSC. Было выявлено, что параметр q не может служить решительным критерием для разделения между классами активности SB и AGN.

Наряду с изолированными галактиками, среди наблюдаемых объектов имеются двойные и кратные системы. Это позволит установить их физическую связь, уточнить истинный источник ИК-излучения (отдельная галактика или вся система в целом) и исследовать взаимосвязь между явлениями звездообразования, взаимодействий и ядерной активности. Этим вопросам будет посвящена наша следующая статья.

THE RESULTS OF SPECTRAL OBSERVATIONS OF BIG OBJECTS

A.M.MICKAELIAN, L.A.SARGSYAN

Summarizing results and a general analysis of optical spectroscopy for 172 BIG (Byurakan-IRAS Galaxies) objects are presented obtained with BAO-2.6m, SAO-6m and OHP-1.93m telescopes. 102 starburst galaxies, 29 active galactic nuclei and 19 galaxies with composite spectrum have been revealed, spectra of 12 galaxies show emission features but without a possibility for more accurate classification, 9 galaxies are presented as galaxies where the star formation rate does not exceed normal one and 1 galaxy is an absorption galaxy. A comparison of these objects with 128 infrared galaxies will help to understand the nature of these galaxies and their role in the evolution of the Universe.

Key words: *galaxies:spectra:active nuclei*

ЛИТЕРАТУРА

1. *D.B.Sanders, I.F.Mirabel*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **34**, 749, 1996.
2. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2,0, NASA RP-1190, 1988.
3. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0, 1990.
4. *B.E.Markarian*, "Galaxies with an Ultraviolet Continuum", Астрофизика, **3**, 55, 1967.
5. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova*, Commun. Special Astrophys. Obs., **62**, 5, 1989.
6. *A.M.Mickaelian, H.-J.Hagen, L.Sargsyan, G.A.Mikayelyan*, VizieR On-line Data Catalog: VI/116. Originally published in: Byurakan Observatory, 2005.
7. *D.W.Weedman, F.R.Feldman, V.A.Balzano et al.*, Astrophys. J., **248**, 105, 1981.
8. *V.A.Ambartsumian*, Editions Stoops, XI Solvay Conference, Brussels, 1958.
9. *А.М.Микаелян, Л.Р.Оганесян, Л.А.Саргсян*, Астрофизика, **46**, 221, 2003.
10. *Л.А.Саргсян, А.М.Микаелян*, Астрофизика, **49**, 19, 2006.
11. *А.М.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, Письма в Астрон. ж., **24**, 736, 1998.
12. *А.М.Микаелян, С.А.Акопян, С.К.Балаян, А.Н.Буренков*, Письма в Астрон. ж., **27**, 330, 2001.
13. *А.М.Микаелян*, Астрофизика, **47**, 425, 2004.
14. *R.H.Becker, D.J.Helfand, R.L.White*, Astrophys. J., **475**, 479, 1997.

15. *D.C.Kim, S.Veilleux, D.B.Sanders*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **143**, 277, 2002.
16. *D.C.Kim, S.Veilleux, D.B.Sanders*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **143**, 315, 2002.
17. *L.Sargsyan, A.Mickaelian, D.Weedman, J.R.Houck*, *Astrophys. J.*, **683**, 114, 2008.
18. *P.-A.Duc, I.F.Mirabel, J.Maza*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **124**, 533, 1997.
19. *Л.А.Саргсян*, *Астрофизика*, **52**, 413, 2009.
20. *M.F.Skrutskie, R.M. Cutri, R. Stiening*, *Astron. J.*, **131**, 1163, 2006.

НОВЫЕ H α ОБЪЕКТЫ. ОБЛАСТЬ Cyg OB7. I

Н.Д.МЕЛИКЯН, А.А.КАРАПЕТЯН

Поступила 23 августа 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

Приводятся предварительные результаты поиска эмиссионных звезд в области Cyg OB7. Новая область с размерами 14 x 14 угл. мин находится южнее HN 448 на 12 угл. мин. Обнаружены 17 новых объектов, один из которых связан с туманностью интересной формы, по-видимому с характеристиками кометарной туманности. Внутри туманности находятся 4 слабых, компактных образования с очень большими собственными движениями. Полученный спектр звезды показывает, что она принадлежит спектральному классу K9 - M0 и является звездой типа T Tau на расстоянии 220пк. Предполагается, что большинство обнаруженных звезд с сильной или средней интенсивностью эмиссионной линии H α также являются звездами типа T Tau. По-видимому область представляет собой продолжение T ассоциации, находящейся вокруг HN 448.

Ключевые слова: *эмиссионные звезды - звезды типа T Tau - ассоциации*

1. *Введение.* Поиск эмиссионных объектов занимает очень важное место в исследованиях областей звездообразования. Население этих областей состоит из самых молодых звезд и туманных объектов, таких как звезды типа T Tau, UV Ceti, HN-объекты, фуоры и т.д. - представители начальной стадии эволюции звезд. Исследование указанных объектов представляет огромный интерес в изучении эволюции молодых карликовых звезд.

Обнаружение эмиссионных объектов и их исследование всегда были одним из важных направлений в Бюраканской обсерватории. Начиная с 1979г., с целью обнаружения новых H α объектов, в избранных областях известных темных облаков [1] проводились серии наблюдений на метровом телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. С помощью 4° объективной призмы в период 1979-1989гг. были обнаружены больше 200 новых эмиссионных звезд [2-8]. В частности, было показано, что больше 10% обнаруженных объектов показывают переменность интенсивности линии H α .

Проводились более детальные и глубокие исследования небольшой области, почти в центре ассоциации Cyg OB7. Область была снята на 2.6-м телескопе с помощью бесщелевого спектрографа. Первые же наблюдения области с размерами 11 x 11 угл. мин позволили обнаружить более 10 новых эмиссионных звезд, несколько HN-объектов и кометарных туманностей и очень интересную инфракрасную туманность [9-14]. Область

представляет особый интерес с точки зрения изучения областей звездообразования. Суг OB7 это огромный комплекс молекулярных облаков на расстоянии приблизительно 800 пк. В центре области находится известная темная туманность Хавтасси 141 [1]. Облака очень пыльные, из-за чего их часто называют Северным Мешком для угля ("Northern Coalsack") [15,16]. Определение звездной ассоциации обычно основано на наличии звезд раннего типа в данной области. Этот комплекс по традиции называют звездной ассоциацией Суг OB7, хотя только одна звезда спектрального класса O7.5 III и один супергигант спектрального класса BII (BD+48 3437) находятся в этом направлении. Область интересна еще и тем, что темная туманность-комплекс молекулярных облаков, находящихся в пределах Хавтасси 141, содержит область III IRAS 21078+5211 (W B89 43) и протозвезду GN 20 092.67+03.07.

Настоящей работой начинается серия наблюдений на 2.6-м телескопе для обнаружения новых H α объектов. Выбраны области, где ранее были обнаружены эмиссионные объекты с помощью 4° объективной призмы [2-8]. Целью настоящих наблюдений является как обнаружение новых эмиссионных объектов, так и их фотометрические и спектральные исследования.

Настоящие наблюдения проводились вблизи T ассоциации вокруг HN 448 [11]. В работе приводятся предварительные результаты поиска H α объектов в этой области.

2. Наблюдения. Наблюдения проводились в июне и августе 2010г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с приемными аппаратами VуFOSC и SCORPIO. При наблюдениях была использована CCD камера со светопринимающим элементом фирмы "Thomson" размерами 2060 x 2028 pix, и, красная и зеленая гризмы, дающие разрешения соответственно 0.6 Å /pix. и 1.7 Å /pix. При наблюдениях были использованы также широкополосный красный и узкополосный H α фильтры. H α фильтр с шириной ~ 75 Å вокруг эмиссионной линии был использован как при получении спектров звезд области с помощью бесщелевого спектрографа, так и для получения прямых изображений. О работе приемной аппаратуры и методики наблюдений ранее подробно описано в [9-14].

В Суг OB7 выбрана область с координатами центра $\alpha_{2000} = 21^{\text{h}}00^{\text{m}}12^{\text{s}}$ и $\delta_{2000} = 52^{\circ}18'18''$. Область находится южнее HN 448 = RNO127 на 12 угл. мин. В центре области находится ранее обнаруженная эмиссионная звезда [8].

Размеры области составляют 14x14 угл. мин. Получены также несколько спектров ранее обнаруженной эмиссионной звезды [8].

3. Результаты наблюдений. Настоящие наблюдения позволили обнаружить новые H α звезды, несмотря на то, что область ранее

неоднократно была исследована и спектральным и фотометрическим методами с целью обнаружения эмиссионных объектов. В ней были известны одна эмиссионная звезда [8], 8 источников из каталога объектов с эмиссионными линиями молекулярного водорода (Cyg 902, 903, 908, 912, 915, 918, 922 и 925) [17], инфракрасные источники излучения IRAS 20573+5151, IRAS 20575+5210, IRAS 20580+5208, IRAS 20588+5211 и IRAS 20593+5155[18], темные облака LDN 1003, LDN 104 [19] и TGU H541 [20], известный радиоисточник NVSS J205848+520842 [21], рентгеновский источник 1RXS J205901.2+520809 [22] и несколько H α объектов из каталога IPHAS (INT Photometric H α Survey of the Northern Galactic Plane) [23]. Отметим, что H α объекты IPHAS[23] обнаружены в результате фотометрических измерений $m_R - m_{H\alpha}$.

При обработке наблюдательного материала в области были обнаружены 17 эмиссионных объектов. В табл.1 приводятся данные об обнаруженных звездах. В соответствующих столбцах таблицы приводятся координаты, звездные величины, взятые из каталога NOMAD1 [24], интенсивность эмиссионной линии H α – I $_{H\alpha}$ в июне и в августе, и результаты отождествления эмиссионных звезд с уже известными объектами – Ident. На

Таблица 1

ДАННЫЕ ОБ ОБНАРУЖЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ

	α_{2000}	δ_{2000}	m_B	m_V	m_R	J	H	K	I $_{H\alpha}^*$ июнь	I $_{H\alpha}^*$ август	Отождествление
1	20 59 32.45	52 19 39.2	20.7		17.6	11.5	10.4	9.8	w	m	
2	20 59 38.42	52 14 46.0	18.8	17.6	16.8	14.5	13.9	13.7	по	w	
3	20 59 42.34	52 10 18.7	17.9	17.2	17.0	14.2	13.7	13.6	Вне области	m	
4	20 59 45.03	52 17 49.6	18.3	17.1	16.2	12.9	11.9	11.3	s	s	
5	21 00 05.42	52 17 05.0	16.9	15.6	13.9	13.1	12.1	11.6	s	s	J210005.43+52 1705.1[23]
6	21 00 11.61	52 18 18.1	16.7	15.5	14.2	11.4	10.5	10.0	s	s	No2[8]
7	21 00 13.51	52 11 21.9	18.1	17.2	16.7	13.4	12.6	12.3	по	s	
8	21 00 24.11	52 14 51.6	18.2	18.0	17.8	14.0	13.0	12.6	s	s	J210027.07+52 1450.8[23]
9	21 00 28.78	52 15 57.3	18.1	16.6	16.1	13.1	12.2	12.0	w	m	
10	21 00 34.35	52 21 57.2	17.3	16.8	16.5	13.8	13.1	13.0	w	по	
11	21 00 36.45	52 12 04.5	16.9	16.1	15.8	13.0	12.0	11.3	по	m	
12	21 00 39.58	52 13 37.1	17.1	15.8	15.5	12.3	11.6	11.3	m	m	
13	21 00 41.3	52 14 54.0	20.5	-	17.9	13.7	13.0	12.7	по	m	
14	21 00 42.35	52 20 11.1	18.2	17.3	15.8	12.4	11.6	11.3	w	w	
15	21 00 46.29	52 14 59.1	20.1		18.5	14.0	13.3	13.0	s	s	
16	21 00 51.01	52 15 08.2	20.4	18.0	18.0	13.8	13.1	12.8	по	w	
17	21 00 52.05	52 13 59.0	14.1	13.6	13.2	10.7	10.0	9.4	m	w	

* s - сильная, m - средняя, w - слабая интенсивности, по - эмиссия в H α отсутствует.

рис.1 приводятся спектры звезд, находящихся в центральной части области, полученные с использованием $H\alpha$ фильтра. На рисунке хорошо видна эмиссионная линия $H\alpha$. Следует отметить, что для обнаружения эмиссии у звезд разных яркостей, изображение области с помощью бесщелевого спектрографа снималось с разными экспозициями.

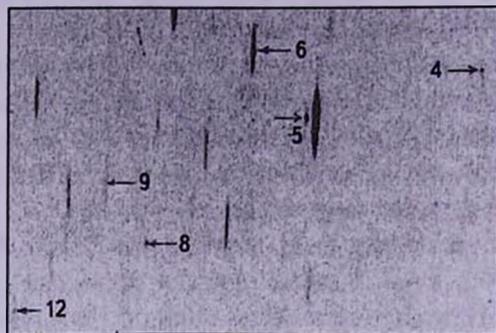


Рис.1. Спектры $H\alpha$ звезд, полученные с помощью узкополосного $H\alpha$ фильтра.

Следует отметить, что ранее при наблюдениях с использованием 4° объективной призмы [8] в области была обнаружена только одна эмиссионная звезда - № 6 (см. табл.1). Предельная звездная величина во время наблюдений с объективной призмой достигала $16^m.5$ в красных лучах. Однако звезды № 2, 3, 6, 8 и 11 были обнаружены не как эмиссионные. Ревизия наших старых фотопластинок позволяет заключить, что вышеуказанные 5 звезд с большой вероятностью являются переменными, по крайней мере, показывают переменность линии $H\alpha$. Наши ранние исследования эмиссионных звезд с помощью объективной призмы показали, что больше 10% объектов обычно показывают переменность интенсивности эмиссионной линии $H\alpha$ [2-8]. Отметим, что

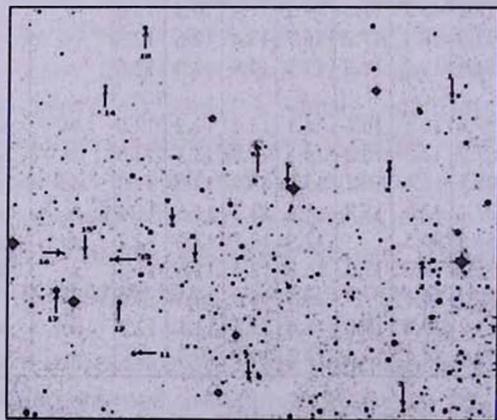


Рис.2. Карта отождествления новых $H\alpha$ звезд.

всего 2 объекта из каталога IPHAS [23] попадают в нашу область и отождествляются со звездами № 5 и 8, с соответственными значениями $m_R - m_{H\alpha}$ 1.203 и 1.704.

Получен спектр звезды № 6 в спектральной области 5500-7500 Å. Абсорбционный спектр звезды по распределению энергии напоминает спектры звезд K7 - M0 Главной последовательности [25]. На спектре звезды видны линии CaH(6346 Å, 6382 Å, 6389 Å), слабый бленд BaII с Ti, Fe и Ca на длине волны 6497 Å, полоса CaH(6750-7050 Å) средней интенсивности, полосы A(7594-7685 Å) и B(6867-7000 Å) молекулярного кислорода O₂ и полоса H₂O (7186-7273 Å). Заметны очень слабые абсорбции TiO на длинах волн 66158Å, 7054 Å, 7088 Å, 7194 Å. Заметен слабый след линии LiI 6708 Å, характерная черта звезд типа T Tau. Согласно [25], где подробно анализируются спектральные характеристики звезд в диапазоне 6300 - 9000 Å для звезд спектральных классов K5 - M9, следует, что поглощения линий CaH(6346 Å, 6382 Å, 6389 Å) интенсивны для спектральных классов K и исчезают у спектральных классов M4 - M5. Бленд BaII с Ti, Fe и Ca на длине волны 6497 Å на наших спектрах слабый, он обычно виден у звезд спектральных классов K и исчезает уже у ранних M[25]. Очень слабые линии поглощения TiO по интенсивности характерны для спектров звезд спектральных классов поздних K. Эмиссионный спектр звезды не богат. Видна очень интенсивная линия $H\alpha$ с эквивалентной шириной $EWH\alpha = 23.5\text{Å}$ и слабо заметны линии HeI 5876 Å и HeI 6678 Å. Указанные спектральные характеристики звезды № 6, позволяют заключить, что она является красным карликом спектрального класса K9 - M0 Главной последовательности. Отметим, что по фотометрическим данным звезды она может иметь спектральный класс K7 - M3. По-видимому, такой большой разброс является результатом переменности блеска звезды. Имея в виду наличие эмиссионных линий и слабой абсорбции LiI 6708 Å, можно предполагать, что звезда переменная и по всей вероятности является звездой типа T Tau. На спектре звезды замечаются следы NII 6545 Å и 6585 Å, которые очень слабы и, по-видимому, являются результатом наложения спектра соседней туманности на спектр звезды. Визуальная абсолютная звездная величина звезды Главной последовательности спектрального класса K9 - M0 равна $m_p = 8^m.8$. Пользуясь известным соотношением между модулем расстояния $m - M$ и расстоянием, получим, что расстояние до этой звезды равно ~220 пк. Интересно, что приблизительно такое же расстояние (200 пк) было получено для другой эмиссионной звезды в направлении темного облака Хавтасси 141 [12], что дает основание заподозрить о существовании T ассоциации на расстоянии 200 пк.

Очень близко к звезде № 6 находится туманность в форме запятой. Туманность достаточно яркая с северо-западной части звезды и постепенно

уменьшая яркость, простирается на северо-восток до звезды 2 MASS 21000999+5218192[24]. В каталог [24] включены 14 очень слабых объектов, которые распределены по длине туманности, 4 из которых обладают большими собственными движениями. В табл.2 приводятся данные об этих объектах: номер объекта, согласно NOMAD1[24], собственные движения объектов по α и по δ в милли угл. с (mas/yr) с соответственными ошибками измерения, и звездные величины в $B (m_B)$ и $R (m_R)$ лучах.

Таблица 2

ДАННЫЕ О СЛАБЫХ ИСТОЧНИКАХ С БОЛЬШИМИ
СОБСТВЕННЫМИ ДВИЖЕНИЯМИ, НАХОДЯЩИХСЯ
ВНУТРИ ТУМАННОСТИ

Объект(NOMAD1)	$Pm(\alpha)$ mas/yr	$\sigma Pm(\alpha)$	$Pm(\delta)$ mas/yr	$\sigma Pm(\delta)$	m_B	m_R
1423-0439787	-470	± 101	+640	± 87.1	20 ^m .69	17 ^m .63
1423-0439790	-168	± 43	+328	± 50	20.20	17.87
1423-0439754	+410	± 7	-640	± 15	20.68	16.56
1423-0439796	+500	± 31	+30	± 33	20.38	18.13

На рис.3 показано движение этих 4 объектов, согласно данным, приведенным в табл.2. Видно, что все 4 объекта находятся в самой яркой части туманности с размерами 4 - 5 угл. с. С учетом ошибок измерений собственных движений, наблюдается движение объектов в противоположные стороны. Природа этих, а также остальных объектов неясна. Стрелки на рисунке, показывающие направления и размеры собственных движений вышеуказанных 4 объектов, пересекаются на расстоянии 3 - 4 угл. с от звезды, в области с площадью 15 - 20 кв. с. Вероятно они являются

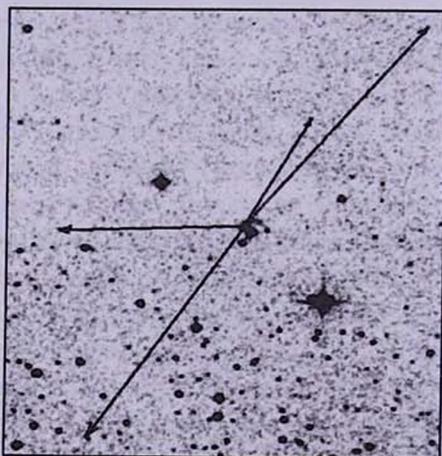


Рис.3. Направления и размеры собственных движений 4-х объектов, находящихся внутри туманности, очень близко к звезде № 6.

компактными сгустками выбросов, по-видимому, являющиеся результатом последовательной фрагментации первоначального дозвездного вещества.

4. *Заключение.* Поиск H α объектов южнее HH 448 позволил обнаружить 17 новых эмиссионных объектов в области с размерами 14 x 14 угл. мин. Спектр звезды № 6 показывает, что она является звездой типа T Тау. Среди остальных эмиссионных звезд большинство, по-видимому, также являются переменными типа T Тау, особенно те, которые показывают сильную эмиссию в линии H α . Такая плотность звезд типа T Тау характерна только для T ассоциаций. Следовательно, новая T ассоциация, которая была обнаружена вокруг HH 448, где, кроме 11 новых эмиссионных звезд, были обнаружены также несколько HH объектов и кометарных туманностей [9-14], простирается дальше еще на 15 угл. мин к югу. Принимая расстояние до этой области 800 пк [15], получим, что размеры ассоциации больше 5 пк. Некоторые наблюдательные данные позволяют предположить, что T ассоциация, по-видимому, находится на расстоянии приблизительно 200 пк.

На основе наших наблюдений трудно определить природу туманности, связанной со звездой № 6, но наличие следов некоторых очень слабых эмиссионных линий в спектре звезды позволяет предположить, что туманность является эмиссионной, вероятно с характеристиками кометарных туманностей.

У 9 эмиссионных звезд в период наблюдений зарегистрирована переменность интенсивности эмиссионной линии.

Представленные предварительные результаты наблюдений позволяют заключить, что подробное исследование данной области в целом, и, в частности, обнаружение эмиссионных объектов, представляет определенный интерес в изучении молодых звезд и областей звездообразования.

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

NEW H α OBJECTS. Cyg OB7 REGION. I.

N.D.MELIKIAN, A.A.KARAPETIAN

The preliminary results of emission stars survey in the Cyg OB7 region are presented. The new region with dimensions 14 x 14 arc min is situated on 12 arc min to the south from HH 448. 17 new objects are found, one of which is

related with a nebula of interesting shape, probably possessing characteristics of cometary nebula. 4 weak, compact formations with very large proper motion are situated in the nebulae. The obtained spectrum of the star shows that it belongs to the spectral class K9 - M0 and is a T Tau type star with a distance 220 pc. It is considered that most of discovered stars in this region with strong or average intensity of H α emission lines are also T Tau type stars. The region seems to be the continuation of T association situated around HH 448.

Key words: *emission stars - T Tau type stars - associations*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.С.Хавтасси, Атлас Галактических Темных Туманностей, Абастуманская астрофиз. обсерв., Грузия, 1960.
2. N.D.Melikian, V.S.Shevchenko, S.Ju.Melnikov, IBVS, 3073, 1987.
3. L.G.Balazs, N.D.Melikian, S.Ju.Melnikov, V.S.Shevchenko, IBVS, 3099, 1987.
4. Н.Д.Меликян, В.С.Шевченко, Астрофизика, 32, 169, 1990.
5. Н.Д.Меликян, Астрофизика, 37, 210, 1994.
6. Н.Д.Меликян, А.Ц.Карапетян, Астрофизика, 38, 703, 1995.
7. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 39, 57, 1996.
8. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Л.Р.Ахвердян, А.Ц.Карапетян, Астрофизика, 39, 217, 1996.
9. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 44, 265, 2001.
10. Г.А.Арутюнян, Н.Д.Меликян, Астрофизика, 44, 431, 2001.
11. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 46, 353, 2003.
12. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 49, 375, 2006.
13. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, С.К.Балаян, Астрофизика, 50, 17, 2007.
14. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Астрофизика, 51, 229, 2008.
15. P.T. de Zeeuw, R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne et al., Astron. J., 117, 354, 1999.
16. J.P.Bernard, K.Dobashi, M.Momose, Astron. Astrophys., 350, 197, 1999.
17. C.J.Davis, R.Gell, T.Khanzadyan et al., Astron. Astrophys., 511, 24, 2010.
18. Joint IRAS Science Working Group. Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Point Source Catalog, Version 2.0, NSSA RP - 1190, 1988.
19. B.T.Lynds, Astrophys. J. Suppl. Ser., 7, 1-52, 1962.
20. K.Dobashi, H.Uehara, R.Kandori et al., Publ. Astron. Soc. Jap., 57, 417, 2005.
21. J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al., Astron. J., 115, 1693, 1998.
22. W.Voges, B.Aschenbach, T.Boller et al., Astron. Astrophys., 349, 389, 1999.
23. J.E.Drew, R.Greimel, M.J.Irwin, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 362, 753, 2005.
24. N.Zacharias, D.G.Monet, S.E.Levine et al., Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 36, p.1418, 2004.
25. J.D.Kirkpatrick, T.J.Henry, D.W.McCarthy, Astrophys. J., Suppl. Ser., 77, 417, 1991.

РЕЗУЛЬТАТЫ UVV ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
НАБЛЮДЕНИЙ ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ
СИСТЕМЫ XZ CepМ.И.КУМСИАШВИЛИ, К.Б.ЧАРГЕИШВИЛИ,
Э.Б.ДЖАНИАШВИЛИ

Поступила 20 июля 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

Представлены результаты трехцветных фотоэлектрических наблюдений тесной двойной системы XZ Cep, полученные в Абастуманской астрофизической обсерватории. Эти данные покрывают всю кривую блеска и являются пока лучшим и самым обширным материалом наблюдений этой звезды. Местоположение компонентов XZ Cep на диаграмме масса $\log g$ показывает, что она находится в фазе, последующей быстрой передачи массы. В фазах 0.35-0.40, 0.6-0.9 теоретические кривые блеска не совсем соответствуют наблюдаемым кривым. Это происходит, очевидно, из-за влияния газовых потоков в системе, наблюдаемой в этих фазах. Существование околосредней материи и газовых потоков в интервале фаз 0.7-0.9 также подтверждается спектральными данными и изменением собственной поляризации XZ Cep. Кроме того, на основе поляриметрического изучения звезды родилось предположение о существовании двух или более межзвездных облаков с различными свойствами, которые лежат между XZ Cep и нами. Для подтверждения последнего соображения детальное изучение приведенных фотоэлектрических данных также представляется весьма интересным.

Ключевые слова: *Тесные двойные системы: фотоэлектрические наблюдения - объект: XZ Cep*

1. *Введение.* XZ Cep (BD+66°1512) является спектроскопической двойной системой, состоящей из поздней O и ранней B-звезд. Она была обнаружена Шнеллером [1], который определил тип изменения и фотометрические элементы. Историю фотометрических наблюдений и их интерпретацию можно найти в статьях Глазунова и Каретникова [2]. Джуричин и др. [3] выполнили анализ кривой блеска, используя B и V-фотометрические наблюдения Харвига [4]. Так как во время их исследования отношение масс не было определено, они использовали несколько решений на различные отношения масс и заключили, что наблюдения были лучше всего удовлетворены моделью, в которой первичный (более яркий) компонент заполняет свою полость Роша. Масса может быть передана от более яркого компонента к менее разделенному, вторичному, который, вероятно, более массивный.

2. *Результаты фотометрических исследований.* В более позднем фотометрическом исследовании XZ Cep Антохина и Кумсиашвили [5]

были представлены новые *UBV* фотозлектрические наблюдения. Было применено спектроскопическое отношение масс $M_2/M_1 \sim 0.78$ Глазуновой [6]. Использовался современный метод синтеза теоретических кривых блеска для тесных двойных систем.

Решение выполнялось следующей моделью: основной, более яркий, но менее массивный компонент ($M_2 = 14.2 M_\odot$) заполняет или почти заполняет свою полость Роша ($\mu_1 \sim 1$), температура $T_2 = 22500$ К. Второй, более массивный компонент ($M_1 = 18.1 M_\odot$) далек от заполнения полости Роша ($\mu_2 \sim 0.65$) и имеет температуру $T_1 = 31600$ К. В главном минимуме он полностью затмевается более ярким компонентом. Мы отмечаем, что нет никакого противоречия, что более глубокий минимум соответствует затмению более слабой звезды. Так как температура компаньона выше, имеет место значительный эффект "отражения" на обращенной к нему

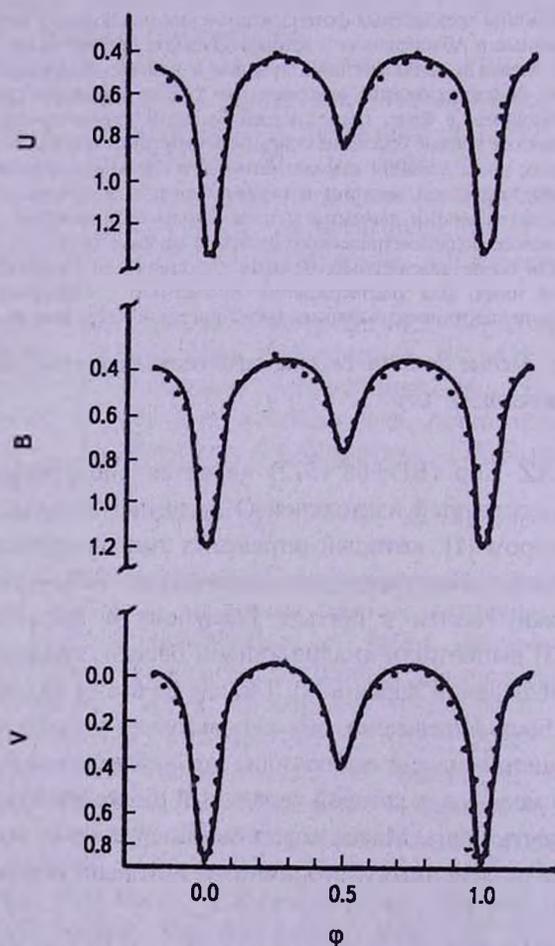


Рис.1. Средние *UBV* кривые блеска XZ Сер (точки) и теоретические кривые блеска (линии).

стороне главного компонента. В минимуме блеска главный компонент, обращен к нам противоположной, более холодной стороной, т.е., затмевается звезда M_1 и более горячая часть звезды M_2 .

Мы заметили, что в фазах 0.35-0.40, 0.6-0.9 теоретические кривые блеска не совсем соответствуют наблюдаемым кривым. Это происходит, очевидно, из-за влияния газообразных потоков в системе, наблюдаемой в этих фазах (рис.1).

Эти кривые блеска были снова проанализированы Гарри и др. [7]. Для этой системы они получили также новую кривую лучевой скорости и подтвердили, что система - полуразделенная, и более прохладный, менее массивный компонент заполняет свою критическую полость Роша.

На основе вышеупомянутых данных мы попытались определить местоположение компонентов XZ Cep на диаграмме масса- $\log g$ рис.2, на которой также нанесены эволюционные треки (гладкие кривые) и изохроны (пунктирной линией) индивидуальных звезд Шаллер и др. [8]. Местоположения главных (квадраты) и вторичных (треугольники) компонентов на этой диаграмме показывают, что XZ Cep, как и некоторые другие подобные системы (V448 Cyg и V382 Cyg), находится в фазе, последующей быстрой передачи массы.

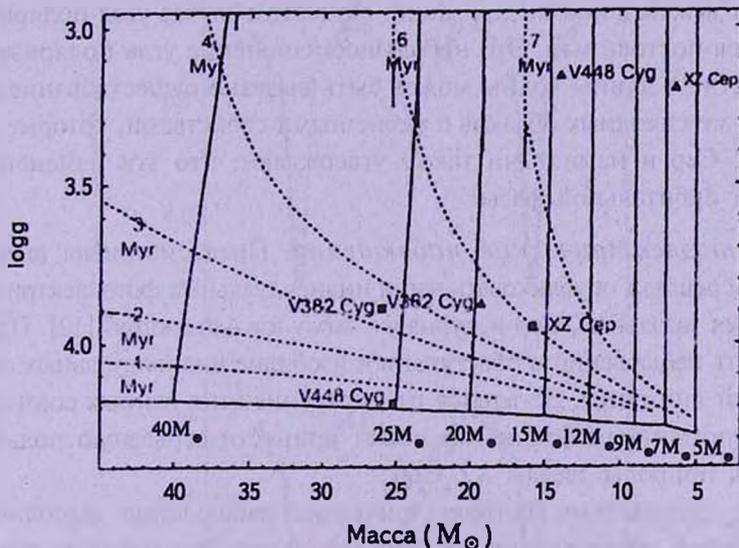


Рис.2. Местоположение компонентов XZ Cep на диаграмме масса- $\log g$.

3. Спектроскопические и поляризметрические исследования.

Глазунова и Каретников [2] провели спектроскопическое исследование системы XZ Cep на основе спектров, полученных на 6-м телескопе Зеленчукской Специальной астрофизической обсерватории. Они определили спектральный тип для более яркой составляющей B1.5 II-III и для более

слабого компонента В1.1 III-V.

Эти наблюдения предполагают присутствие оболочки в системе. Оболочка вокруг вторичного компонента является большой и имеет более сложную морфологию, чем оболочка первичного компонента. Газовые потоки переносятся от главного к вторичному компоненту.

Присутствие газовых потоков было обнаружено в интервале фаз 0.7-0.9. Существование околосредней материи также подтверждено изменением, свойственным поляризации XZ Сер (Саут и Мартел [9]).

Спектральные и поляриметрические исследования тесной двойной системы XZ Сер провели также Глазунова и Манилов [10]. Вычисление химического состава атмосферы первичного компонента показало существование дефицита водорода. Поляриметрические измерения позволили установить редкую структуру околосредней оболочки.

Недавно вероятное изменение в поляризации затменно-двойной системы XZ Сер было предметом исследования Кондон и др. [11]. XZ Сер показал большую степень поляризации - до 4.4%. Величина была почти постоянной в течение наблюдений во всех наблюдаемых длинах волн. По их мнению межзвездная поляризация должна быть доминирующей в наблюдаемой поляризации XZ Сер. Вообще угол поляризации не зависит от длины волны для межзвездной поляризации. Но в этом случае угол поляризации не является постоянным. Это небольшое изменение угла поляризации в зависимости от длины волны может быть вызвано существованием двух или более межзвездных облаков с различными свойствами, которые лежат между XZ Сер и нами. Они также утверждают, что эти изменения не зависят от орбитальной фазы.

4. *Фотоэлектрические наблюдения.* Предусматривая вышесказанное, мы решили опубликовать наши индивидуальные фотоэлектрические наблюдения звезды XZ Сер в журнале: "Archiv for Astronomy" [12]. Продолжительность наблюдений в Абастумани и изобилие индивидуальных данных привлекают внимание. Детальное рассмотрение этих данных совместно с другими упомянутыми данными может принести серьезную пользу для выявления природы звезды XZ Сер.

Новые трехцветные фотоэлектрические наблюдения выполнены в Абастуманской обсерватории на горе Канобили. Эти наблюдения были сделаны на 0.48-м рефлекторе AZT-14A оснащенном фотоэлектрическим фотометром АМФ-6. Для ФЭУ-79 фотоэлектронного умножителя использовались стандартные стеклянные фильтры Шотт для того, чтобы поддержать фотоэлектрическую систему *UBV*. Был применен метод счета фотонов. Наблюдения были сделаны в 1972-1984гг. BD+65°1774 использовалась как звезда сравнения, а BD+66°1516 - контрольная звезда.

Наблюдения, сделанные на горе Канобили в системе *UBV*, покрывают

всю кривую блеска и являются пока лучшим и самым обширным материалом наблюдений этой звезды.

В каждом цвете были выполнены 970 индивидуальных наблюдений. Нужно отметить, что в 1972-1973гг. наблюдения над XZ Cep (в целом 6 ночей) были сделаны на самописце и, начиная с 1975г., с помощью счета фотонов. Соответственно, в эти годы наблюдался сдвиг данных. В представленных наблюдениях этот факт был принят во внимание. В целом нами проведены 93 наблюдательных ночи.

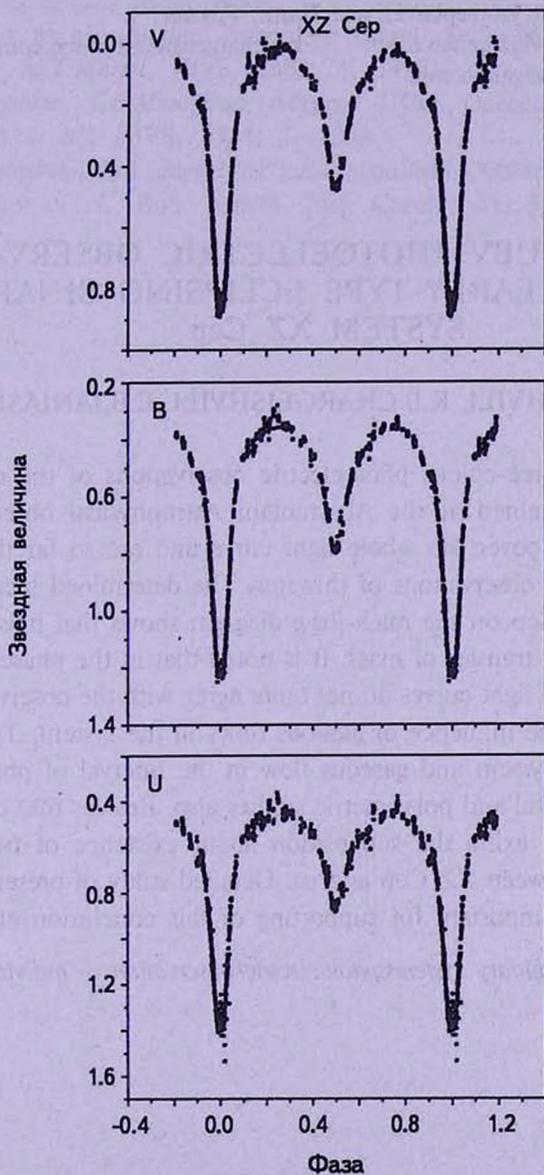


Рис.3. Индивидуальные кривые блеска XZ Cep.

При построении изменения кривой блеска фазы были вычислены по элементам Крайнер и др. [13], которые выполнили исследование периода системы и получили новые фотометрические эфемериды. Формула выглядит следующим образом:

$$\text{Min } I = \text{HJD}2426033.421 + 5^{\text{d}}0972531 E .$$

Результаты наблюдений даны на рис.3.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,
Государственный университет им. Или, Грузия,
e-mail: kumsiashvili@genao.org ketichargeishvili@yahoo.com
edik_var@yahoo.com

RESULTS OF UVB PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF THE EARLY-TYPE ECLIPSING BINARY SYSTEM XZ Cep

M.I.KUMSIASHVILI, K.B.CHARGEISHVILI, E.B.JANIASHVILI

Results of the three-colour photoelectric observations of the close binary system XZ Cep, obtained at the Abastumani Astrophysical observatory, are presented. This data cover the whole light curve and are so far the best and most extensive set of observations of this star. The determined location of the components of XZ Cep on the mass-log g diagram shows that it is in a phase subsequent to a rapid transfer of mass. It is noted that in the phases 0.35-0.40, 0.6-0.9 the theoretical light curves do not quite agree with the observations. This is obviously due to the influence of gaseous flows in the system. The presence of envelopes in the system and gaseous flow in the interval of phases 0.7-0.9 was detected by spectral and polarimetric studies also. Besides that on the bases of polarimetric study exists the supposition about existence of two or more interstellar clouds between XZ Cep and us. Detailed study of presented photoelectric data is very important for supporting of this conclusion also.

Key words: *close binary systems:photoelectric observations - individual:XZ Cep*

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.Schneller*, Neue Veränderliche, 2. Liste. *Astron. Nachr.*, **235**, 85, 1929.
2. *Л.В.Глазунова, В.Г.Каретников*, *Астрон. ж.*, **62**, 938, 1985.
3. *G.Giuricin et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **211**, 39, 1984.
4. *V.Harvig*, *Publ. Tartu Obs.*, **48**, 177, 1981.
5. *Э.А.Антохина, М.И.Кумсиашвили*, *Астрон. ж.*, **68**, 5, 1991.
6. *Л.В.Глазунова*, *Бюлл. Абаст. Астрофиз. обс.*, **58**, 45, 1985.
7. *T.J.Harries et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 277, 1997.
8. *G.Schaller et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **96**, 269, 1992.
9. *M.Saite, M.T.Martel*, *IBVS*, **1681**, 1, 1979.
10. *Л.В.Глазунова, Г.В.Манилова*, *Астрон. Публ. Одесса*, **6**, 17, 1992/1993.
11. *K.Kondoh et al.*, *IBVS*, **4934**, 1, 2000.
12. *М.И.Кумсиашвили, К.В.Chargeishvili, Е.В.Јаниашвили*, 2009arXiv0910.2937K, 2009.
13. *J.M.Kreiner et al.*, *Bull. Astron. Inst. Czech.*, **41**, 51, 1990.

SOUTHERN YSO GRV10 AND ITS ENVIRONMENT

A.L.GYULBUDAGHIAN¹, J.MAY²

Received 23 June 2010

Accepted 8 September 2010

In the paper the southern cometary nebula GRV10 and its environment are investigated. The object is connected with a molecular cloud (its dimensions are ~ 4 pc). ^{12}CO (1-0) observations toward GRV10 revealed the presence of two molecular outflows (a bipolar outflow), a red and a blue-shifted outflow, which coincide in position, indicating that they are moving along the line of sight in opposite directions. Near GRV10 a bright IR star, GRV10 IR, is discovered (near the southern edge of the nebula) and since its spectra and near IR colours favour it to be a Mira type star, a distance of ~ 4.4 kpc can be estimated. Star GRV10 IR appears connected with the IRAS point source IRAS 10406-6256. The grouping of stars (YSOs - young stellar objects) connected with GRV10 and embedded in a dark nebulosity is also discussed. This grouping is associated with the IRAS point source IRAS 10406-6253, which has FIR colours typical for embedded not evolved YSOs.

Key words: molecular clouds:bipolar outflows:Mira type stars:embedded grouping of YSOs

1. *Introduction.* During the survey of southern ESO/SRC plates [1,2] many non-stable young objects (cometary nebulae, HH objects, trapezium-type tight systems, etc.) have been discovered. Investigation of several of these objects has revealed the existence of molecular outflows, IR bright stars, associated with IRAS point sources (see e.g. [3,4]). In this paper one of these objects is investigated, a tail-like cometary nebula GRV10 from [1]. On DSS2 R image GRV10 looks like a double star with nebulous tails, connected with a dark cloud. The object is associated with the IRAS point source IRAS 10406-6253, which has colours characteristic of an embedded young star. On a 2MASS *K* image, it is evident that there is a group of stars embedded in a dark cloud. GRV10 is connected with the OB-association Car OB1, which is situated at the distance of ~ 2.7 kpc. In the vicinity of GRV10 a very bright IR object GRV10 IR is located. Its spectrum and colours resemble Mira type variables. However, after making a comparison with other known distances to similar Mira type stars, we obtain a value of about 4.4 kpc for the distance of GRV10 IR.

2. *^{12}CO observations toward GRV10.* The tail-like cometary nebula GRV10 appears connected with the OB-association Car OB1 [5], which is located at the distance of ~ 2.7 kpc [6]. In [6] are given the mean velocity of

HII (-20 km/s) from radio recombination line measurements and mean CO velocity of -19 km/s. The both velocities are of objects belonging to Car OB1. These values are close to the value of CO velocity of GRV10 molecular cloud, given below (-15 -- 10 km/s), which is in favor of connection of GRV10 with Car OB1. The ^{12}CO (1-0) observations of the molecular cloud, associated with GRV10, were carried out on August 2003 with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope) telescope at Cerro La Silla, Chile. The telescope beam size at 115 GHz is 45" and the beam efficiency is 0.70. The positions toward the source were observed with a spacing of 40" in frequency-switched mode with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped with a SIS detector and a high-resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s.

Fig.1 shows the ^{12}CO (1-0) spectra observed toward GRV10, arranged in a map-like distribution. It is evident from Fig.1 that there is a large molecular cloud in the direction of GRV10. Analyzing the data we find a main cloud

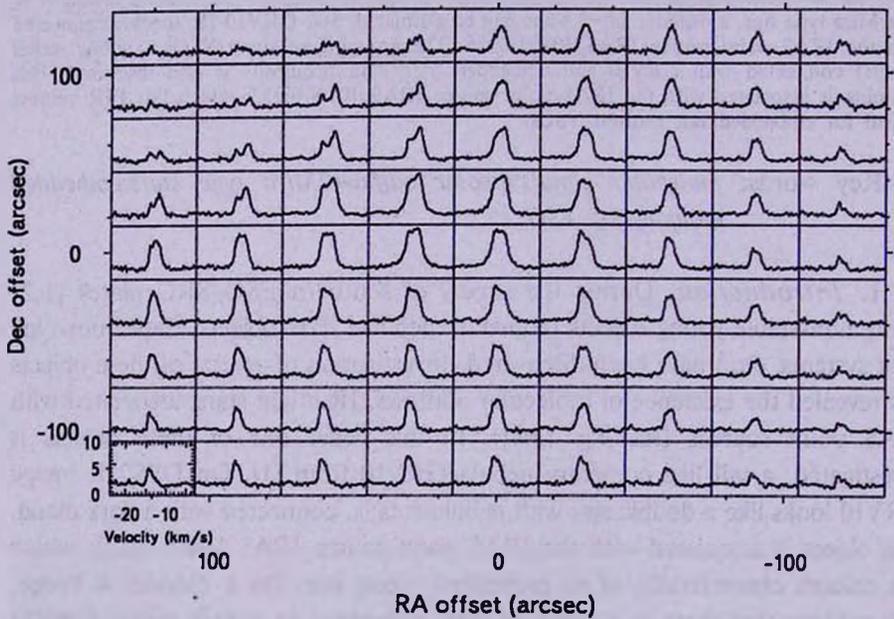


Fig.1. ^{12}CO (1-0) spectra toward GRV10, arranged in a map-like distribution.

and two outflows (a bipolar outflow with red and blue-shifted components), that is, a main cloud with velocities in the range (-15.5 to -10 km/s) (see Fig.2a), a red-shifted outflow with velocities in the range (-10 to -7 km/s) (see Fig.2b) and a blue-shifted outflow with velocities in the range (-19 to -15.5 km/s) (see Fig.2c). The red and blue outflows are seen almost at the same position indicating that they extend along the line of sight. Since the red-shifted outflow

shows elongation in the NE-SW direction while the blue-shifted outflow in the SE-NW direction, it appears that they are almost perpendicular to each other. The position of object GRV10 coincides with the densest part of main cloud (see Fig.2a, though we can suppose that it could be just a coincidence of coordinates, because the absorption of GRV10 is not as high as the star to be in the densest part of the cloud). The dimensions of dark cloud, connected with GRV10, are $\sim 5'$, if the distance to the cloud is ~ 2700 pc, then the dimensions of cloud will be ~ 4 pc.

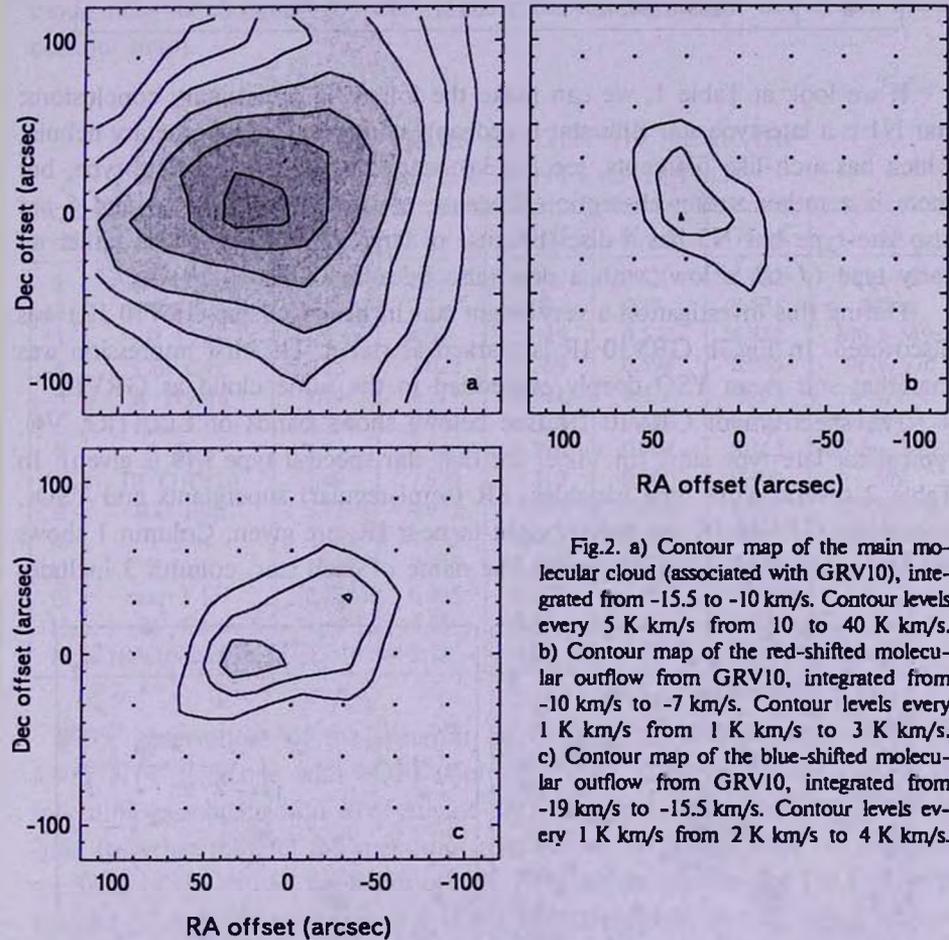


Fig.2. a) Contour map of the main molecular cloud (associated with GRV10), integrated from -15.5 to -10 km/s. Contour levels every 5 K km/s from 10 to 40 K km/s. b) Contour map of the red-shifted molecular outflow from GRV10, integrated from -10 km/s to -7 km/s. Contour levels every 1 K km/s from 1 K km/s to 3 K km/s. c) Contour map of the blue-shifted molecular outflow from GRV10, integrated from -19 km/s to -15.5 km/s. Contour levels every 1 K km/s from 2 K km/s to 4 K km/s.

3. *Embedded stars in the vicinity of GRV10.* In Table 1 the data for stars in the vicinity of GRV10 are given. In column 1 the number of the star is presented, in column 2 - the name of the star, in columns 3 and 4 - near infrared colours of the star and in column 4 - $B-V$ of the star (all the data are taken from Vizier).

Table 1

STARS, EMBEDDED IN THE CLOUD, IN THE VICINITY OF GRV 10

NN	Name (NOMAD1)	$J - H$	$H - K$	$B - V$
1	0268-0234241	0.568	0.444	1.63
2	0268-0234223	1.074	0.866	
3	0268-0234248	1.250	0.723	
4	0268-0234237	0.737	0.641	
5	0268-0234208	0.583	0.999	
6	0268-0234242	0.151	0.996	

If we look at Table 1, we can make the following preliminary conclusions: star N1 is a late-type star (this star is probably connected with cometary nebula, which has arch-like filaments, see Fig.3a); stars 2 and 3 are also late type, but there is a rather strong absorption (because of large $J - H$); stars 4 and 5 are also late-type but N5 has a disc (because of large $H - K$); star N6 is rather an early type ($J - H$ is low) with a disc (also because of large $H - K$).

During this investigation a very bright star in near IR (star GRV10 IR) was discovered. In Fig.3b GRV10 IR is marked as star 3. The first impression was that that star is an YSO deeply embedded in the same cloud as GRV10.

The spectrum of GRV10 IR (see below) shows bands of CO, TiO, VO, typical for late-type stars (in Vizier for that star spectral type M9 is given). In Table 2 several Mira type variables, SR (semi-regular) supergiants and YSOs, which like GRV10 IR are rather bright in near IR, are given. Column 1 shows the star number, column 2 presents the name of each star, column 3 includes

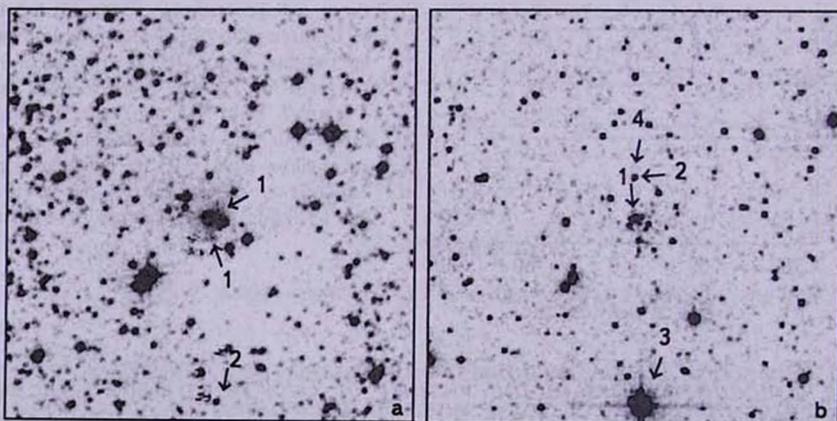


Fig.3. a) DSS2 R image of GRV10. N is to the top, E to the left. Size of the image is $6' \times 6'$. 1 - cometary nebula (arch-like filaments), 2 - the bright in near IR star GRV10 IR. b) 2MASS K image of GRV10. N is to the top, E to the left. Size of the image is $6' \times 6'$, 1 - group of embedded YSOs, 2 - IRAS point source IRAS 10406-6253, 3 - star GRV10 IR and the associated IRAS point source IRAS 10406-6256, 4 - star 7 (nearest to IRAS 10406-6253).

the value of $B - V$ for each star, while columns 4 and 5 - the corresponding near infrared colours and column 6 - spectral type of the star (all these values are taken from Vizier). Stars NN1 - 7 are Mira type variables, NN9 - 11 - are semi-regular stars, NN12 - 14 - YSOs (N12 - star 3 from [7], N14 - star 16 from [8]). These types of stars have been chosen to compare them with GRV10 IR (they have large values of $R - J$ and $R - K$ like GRV10 IR). If we look at Table 2, we can conclude that the star GRV10 IR has $B - V$ and IR colours rather close to Mira variables. Star GRV10 IR is projected on the main cloud near its southern boundary (in Fig.2a, the star is just out of the shown contour map).

Table 2

LATE-TYPE STARS BRIGHT IN NEAR IR
(GIANTS, SUPERGIANTS AND YSOs)

NN	Name	$B - V$	$R - J$	$J - H$	$H - K$	$R - K$	Sp
1	HD13913	1.439	2.89	0.9	0.32	4.112	M3e-M6e
2	HD14028	1.1	7.11	1.09	0.37	8.571	M8eg
3	R Leo	1.5	4.91	1.035	0.537	6.482	M6.5-M9e
4	Chi Cyg	1.55	7.022	1.269	0.594	8.885	M7e/S7e
5	R Hydra	1.24	7.914	0.921	0.428	9.263	M6/7 e
6	BH Cru	2.766	4.743	1.025	0.527	6.295	SC4.5e-SC8e
7	R Lep	2.7	6.34	1.276	0.747	8.363	C7.6e, M5.1
8	IR GRV10	1.49	7.929	1.319	0.660	9.908	M9
9	RU Pup	3.72	4.621	1.289	0.695	6.635	C5.4(N3)
10	T Cae	2.438	4.143	1.069	0.450	5.662	C6.4(N4)
11	S Cen	1.995	2.815	1.085	0.406	4.416	C4.5
12	star 3 [7]	2.23	6.065	2.829	1.969	10.863	
13	PV Cep		4.45	2.85	2.2	9.50	
14	GRV16(star)[8]		5.15	1.67	1.30	8.12	

The observations of the spectrum of GRV10 IR were carried out on the 3.5m NTT telescope with SOFI (Cerro La Silla, Chile). The red part of the spectrum was obtained on 20 of August 2003, and the blue part on 1 of September 2003 (together they fill the spectrum from $0.6 \mu\text{m}$ to $2.6 \mu\text{m}$, see Fig.4). In the spectrum of GRV10 IR the bands of CO, TiO, VO are present (see Fig.4). Lancon noticed [9] that the spectrum of GRV10 IR corresponds to a luminous red star, not a dwarf. In [10] library (Lancon [9]), it looks similar to WW Sco (Fig. B22) or to some of the bulge AGB stars (Fig. B25), it is an AGB star rather than a supergiant (static giant is rarely so cool), and also it is possible to say that it is an O-rich AGB, not a C-rich. WW Sco is a Mira type star (M6e - M9, Vizier). Its characteristics are rather similar with GRV10 IR (see Table 2): $R - J = 8.250$, $J - H = 0.991$, $H - K = 0.565$, $R - K = 9.806$ (Vizier). In [10] is shown, that the strong H_2O bands are characteristic features of variability in M type stars. Inside

some subsamples of M type stars with similar optical spectra and global energy distributions the near IR spectra are rather different, e.g. strong H_2O bands always imply large amplitude variability (see Fig.8 in [10]). None of the (quasi) static M giants of the sample show impressive H_2O bands. If we look at Fig.4 of this paper, we can see that there are strong H_2O bands (at $1.1 - 1.25 \mu m$, $1.35 - 1.55 \mu m$, $1.7 - 2.1 \mu m$). It means that GRV10 IR can be a variable star. In the spectrum of GRV10 IR Lancon has noticed an absorption feature at $1.27 \mu m$ (see Fig.4), which, if real, is rather interesting because it is absent in the spectra of other similar stars [9].

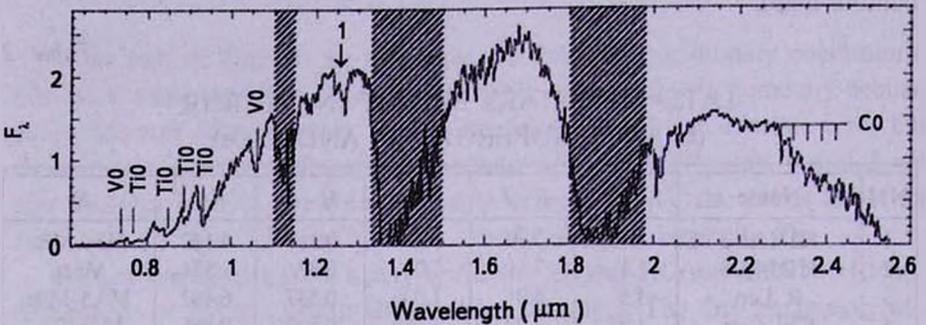


Fig.4. The spectrum of the star GRV10 IR ($0.6 - 2.6 \mu m$), obtained on 3.5m NTT telescope with SOFI (Cerro La Silla, Chile). 1 - absorption feature at $1.27 \mu m$, noticed by Lancon [9]. Wavelengths are in μm , relative flux units are arbitrary.

For estimating the distance to GRV10 IR, we can use the distances to similar stars given in [11]. For several Mira type stars in [11] the following distances were obtained: R Aql (M5e - M9e) - 0.25 kpc; RR Aql (M6e - M9e) - 0.60 kpc; RS Vir (M6e - M8e) - 0.66 kpc; U Ori (M6e - M9.5e) - 0.27 kpc. Taking into account the J , H and K magnitudes of GRV10 IR ($J=7.37$, $H=6.05$, $K=5.39$ from Vizier), after comparing that value with the J , H and K magnitudes of given above Mira type stars, we obtain the following values for the distance to GRV10 IR: the data of R Aql give $d=4.9$ kpc, the data of RR Aql give $d=5.1$ kpc, the data of RS Vir give $d=3.5$ kpc, the data of U Ori give $d=4.05$ kpc. These values are rather close to each other ($\sigma=0.32$ kpc). Then taking the mean value of the above distances, we obtain 4.4 kpc for the distance to GRV10 IR.

4. *IRAS point sources near GRV10.* There are two IRAS point sources in the vicinity of GRV10: IRAS 10406-6253, associated with a group of embedded YSOs, including GRV10 (see Fig.3b); and IRAS 10406-6256, associated with GRV10 IR itself [12]. In Table 3 the IR colours [13] for several IRAS point sources, associated with Mira type stars (see Table 3) are presented. In column 2 the name of the star is given, in column 3 - the IR colour $R(1, 2) = \log((F_{25} \cdot 12)/(F_{12} \cdot 25))$, in column 4 - IR colour $R(2, 3) = \log((F_{60} \cdot 25)/(F_{25} \cdot 60))$ and in column 5 - IR colour $R(3, 4) = \log((F_{100} \cdot 60)/(F_{60} \cdot 100))$.

Table 3

FIR COLOURS OF IRAS SOURCES CONNECTED WITH
SEVERAL MIRA TYPE STARS

NN	Name	$R(1, 2)$	$R(2, 3)$	$R(3, 4)$
1	WW Sco (IRAS16241-3111)	-0.699	-1.222	-0.125
2	HD14028 (IRAS02143+4404)	-0.699	-1.097	-0.6
3	R Leo (IRAS09448+1139)	-0.824	-1.15	-0.699
4	R Hydrae (IRAS13269-2301)	-0.745	-1.22	-0.699
5	GRV10 IR (IRAS10406-6256)	-0.824	0.49	1.301

From Table 3 we can see that the FIR colours for IRAS point sources, associated with Mira type stars, are rather similar for different stars. Regarding GRV10 IR, the value of $R(1, 2)$ is close to the corresponding values of other Mira type stars, but $R(2, 3)$ and $R(3, 4)$ are rather different. It is possible to give two explanations: 1. there is a dust disc around that star, which increases the values of $R(2, 3)$ and $R(3, 4)$; 2. F_{60} and F_{100} for that star, given in [12], might not be right (F_{100} for IRAS 10406-6253 and IRAS 10406-6256 are identical [12], which is rather strange because, as a general rule, if the fluxes of neighbour IRAS sources are identical, one of them because of confusion should be wrong).

The point IRAS source IRAS 10406-6253 is associated with a group of YSOs (see Fig.3b). From [12] it is possible to obtain the following IR colours: $R(1, 2) = -0.046$, $R(2, 3) = 0.253$, $R(3, 4) = 0.4$. According to the classification in [13], this source is of type 3 ($R(3, 4) > 0.3$), that is, we are in the presence of a cold not evolved source, embedded in a dark cloud. It is not excluded the possibility that this source might be associated with one of the YSOs included in the grouping discussed above (with one of the stars with discs). The star 7 from Fig.3b is the nearest to IRAS 10406-6253. It has the following colours: $B - V = 1.22$, $R - K = 4.35$, $J - H = 0.981$, $H - K = 0.328$ (from Vizier). Due to these colours we can suppose, that star 7 is a late type star (mainly due to $B - V$ it is a K - M type star).

5. *Conclusions.* Investigation on the environment of the southern tail-like cometary nebula GRV10 has given some interesting results. ^{12}CO (1-0) observations of the molecular cloud associated with GRV10 (the dimensions of that cloud are ~ 4 pc) show that there is a bipolar outflow with its red and blue-shifted components directed along the line of sight. GRV10 appears connected with a grouping of YSOs, which are embedded in the molecular cloud and containing stars with dust discs. At the periphery of the molecular cloud a rather bright star in near IR (star GRV10 IR) is projected. Since the near IR colours and spectra of GRV10 IR are rather similar to the correspond-

ing values for 5 already known Mira type stars (especially with the star WW Sco), a distance of ~ 4.4 kpc can be estimated. Two IRAS point sources are situated in the GRV10 region, one is associated with the star GRV10 IR, and the second with the grouping of YSOs. The second IRAS source has FIR colours typical for embedded not evolved YSOs.

Acknowledgements. The authors are indebted to Dr. Lancon for useful and valuable information on spectra of AGB stars and comments on the spectra of the star GRV10 IR, to Drs. R.Mendez and M.Verdugo for providing spectra of GRV10 IR and their preliminary interpretation. J.M. acknowledges support from Centro de Astrofisica FONDAP 15010003 and from Center of Excellence in Astrophysics and Associated Technologies (PFB 06).

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

² Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile, e-mail: jmay@das.uchile.cl

ЮЖНЫЙ МЗО GRV10 И ЕГО ОКРУЖЕНИЕ

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН¹, Х.МАЙ²

В статье исследована южная кометарная туманность GRV10 и ее окрестность. Объект связан с молекулярной туманностью (размеры этой туманности ~ 4 пк). Приведены результаты ^{12}CO (1-0) наблюдений этой туманности, из которой выходят два противоположных истечения (биполярное истечение), причем красное и синее истечения совпадают, т.е. они двигаются вдоль луча зрения в противоположных направлениях. Близ GRV10 (у южной границы туманности) обнаружена яркая ИК-звезда (GRV10 IR), спектры и ближние ИК-цвета которой свидетельствуют в пользу того, что это звезда типа Mira, которая возможно находится на расстоянии ~ 4.4 кпк. Звезда GRV10 IR связана с точечным ИК источником IRAS 10406-6256. Обсуждена также группа звезд (МЗО - молодых звездных объектов), связанных с GRV10 и погруженных в темную туманность. Эта группа звезд связана с точечным ИК-источником IRAS 10406-6253, который имеет далекие ИК-цвета, типичные для погруженных непроэволюционировавших МЗО.

Ключевые слова: *молекулярное облако: биполярное истечение: звезда типа Mira: погруженная группировка МЗО*

REFERENCES

1. *A.L.Gyulbudaghian, L.F.Rodriguez, V.M.Villanueva*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., **25**, 19, 1993.
2. *A.L.Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzalez, R.Mendez*, Rev. Mex. Astron. Astrofis., **40**, 137, 2004.
3. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **50**, 5, 2007.
4. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **51**, 470, 2007.
5. *А.Л.Гюльбудагян*, Астрофизика, **41**, 382, 1982.
6. *D.A.Grabelsky, R.S.Cohen, L.Bronfman, P.Thaddeus*, Astrophys. J., **331**, 181, 1988.
7. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **51**, 469, 2008.
8. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, Astrofizika, **48**, 101, 2005.
9. *A.Lancon*, private communication.
10. *A.Lancon, P.R.Wood*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **146**, 217, 2000.
11. *J.Herman, J.H.Burger, W.H.Penninx*, Astron. Astrophys., **167**, 247, 1986.
12. IRAS Point Source Catalog, Version 2, 1988, Washington, D.C.
13. *J.Wouterloot, C.Walmsley*, Astron. Astrophys., **168**, 237, 1986.

МИКРОПЕРЕМЕННОСТЬ И БЫСТРАЯ
ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗД. I. СТАНДАРТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Е.В.РУБАН, А.А.АРХАРОВ

Поступила 28 июня 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

Проведено исследование результатов наблюдений фотометрических величин V_i и V_f , приведенных в каталоге Hipparcos, 15 стандартных звезд с целью поиска микропеременности и быстрой переменности их излучения. Показано, что микропеременность характеризовалась, в основном, плавными колебаниями блеска. Для звезд HD 28355 и HD 130109 изменения величин с периодом ~ 150 мин и амплитудой $< 0^m.02$ определялись, по-видимому, вертикальными колебаниями фотосферы. Для звезды ϵ Eri изменения величин с амплитудой $\sim 0^m.01$ и периодом 11.4d связывались с вращением пятен. Похожий период и амплитуда микропеременности у звезды 51 Peg определялись, скорей всего, влиянием планеты.

Ключевые слова: *звезды:переменность:фотометрия - звезды:стандарты*

1. *Введение.* Исследуя переменность полуправильного красного гиганта 2 Cep [1], нами было обнаружено, что при объединении по фазе результатов наблюдений разных циклов разброс параметров (V_i , V_f , m_λ) в одной фазе сравним с амплитудой изменения этих параметров в течение всего цикла. Наблюдаемый разброс мог быть связан как с различием амплитуд в разных циклах, так и с иррегулярной переменностью, наложенной на периодические изменения, поскольку известно, что у пульсирующих звезд-гигантов типа SR, к которому относится звезда, плохо выраженная периодичность может прерываться неправильными колебаниями блеска.

В настоящей работе поставлена задача исследования переменности, не связанной с основным циклом. К изучению привлечены еще три звезды типа SR из спектрофотометрического каталога [2,3]: L₂ Pup, η Gem и σ Lib (результаты исследования спектрофотометрической переменности звезды L₂ Pup опубликованы в [4]). У этих звезд представлены разнообразные вариации переменности: периоды различаются более чем в 10 раз, амплитуды варьируют от одной десятой до нескольких звездных величин.

Для выяснения сложного характера переменности нами были использованы результаты наблюдений фотометрических величин V_i и V_f , полученные на протяжении более трех лет и представленные в однородном фотометрическом каталоге Hipparcos [5].

Поскольку целью исследований являлись малые изменения параметров, то необходимо было тщательно определить ошибки наблюдаемых данных,

на фоне которых проявляются эти изменения, а также проверить, не являются ли малые изменения величин характерной чертой всех звезд, в том числе нормальных. Исследование ошибок каталожных данных [5] и поиск возможной микропеременности нормальных звезд были выполнены по результатам наблюдений 15 стандартов ("С" в классификации каталога Hipparcos). Результаты этого исследования отражены в первой (I) части работы. Вторая (II) часть посвящена переменным звездам.

2. *Ошибки стандартных звезд.* Оценка точности данных каталога [5] была проведена в работе [6]. Согласно этой оценке, точность фотометрии для звезд с $V_I \approx 7^m$ составляла $\sim 0^m.01$. Ошибки единичных наблюдений

Таблица 1

ОШИБКИ V_I И V_I СТАНДАРТНЫХ ЗВЕЗД

HD	N	Sp	Band	mean, m	s, m	s_0 , m	F	SM, m
3627	133	K3III	V_I	3.419	0.021	0.014	2.2	0.016
			Br	4.948	0.027	0.023	1.4	0.014
4142	196	B5V	V_I	5.636	0.029	0.029	1.0	-
			Br	5.501	0.025	0.027	0.9	-
10761	147	K0III	V_I	4.372	0.021	0.016	1.7	0.014
			Br	5.484	0.027	0.024	1.3	0.013
13520	118	K4III	V_I	5.010	0.027	0.025	1.2	0.010
			Br	6.794	0.050	0.047	1.1	0.018
16978	143	B9III	V_I	4.102	0.022	0.016	1.9	0.015
			Br	4.050	0.024	0.018	1.7	0.016
22049	85	K2V	V_I	3.826	0.021	0.013	2.6	0.017
			Br	4.859	0.027	0.019	2.1	0.020
25604	69	K0III	V_I	4.470	0.022	0.017	1.6	0.013
			Br	5.730	0.028	0.027	1.1	-
28355	168	A7V	V_I	5.044	0.023	0.022	1.2	0.008
			Br	5.289	0.023	0.023	1.1	0.005
43232	126	K3III	V_I	4.132	0.027	0.017	2.5	0.021
			Br	5.711	0.036	0.029	1.5	0.021
111968	167	A4IV	V_I	4.288	0.020	0.016	1.5	0.012
			Br	4.525	0.024	0.018	1.8	0.016
130109	133	A0V	V_I	3.732	0.020	0.014	2.1	0.014
			Br	3.741	0.023	0.016	2.1	0.017
139127	156	K4.5III	V_I	4.504	0.023	0.021	1.2	0.010
			Br	6.198	0.040	0.037	1.2	0.016
209100	196	K5V	V_I	4.835	0.022	0.019	1.3	0.011
			Br	6.070	0.031	0.030	1.0	-
217014	197	G2.5IVa	V_I	5.525	0.028	0.026	1.1	0.009
			Br	6.274	0.034	0.033	1.1	0.009
221525	165	A7IV	V_I	5.588	0.030	0.027	1.2	0.011
			Br	5.849	0.029	0.028	1.0	-

при этом составляли несколько десятых величины.

Учитывая большую зависимость ошибок от светового сигнала [6], мы определили ошибки ярких звезд в диапазоне V -величин исследуемых переменных звезд, $3^m.4 \div 5^m.6$. Для этого отобрали из каталога [5] стандартные звезды разных (по возможности, крайних) спектральных классов для нахождения зависимости ошибки от класса.

Номера, HD, отобранных стандартных звезд, количество наблюдений, N , спектральный класс, Sp , приведены в табл.1. Для них по данным наблюдений в каждой полосе, $Band$, вычислены и приведены следующие результаты: средняя величина, $mean, m$; среднеквадратичное отклонение наблюдаемых величин (стандартная ошибка наблюдений), s, m ; средняя случайная ошибка, s_0, m ; отношение $F = s^2/s_0^2$. (О содержании последнего столбца см. ниже.)

Зависимость ошибки от величины и спектрального класса можно видеть на рис.1: по оси абсцисс отложены значения $mean$ в величинах, m , а по оси ординат - ошибки s, m . Черные кружки относятся к звездам классов В - А, белые - G - К. Как видно, средний уровень ошибок лежит в диапазоне $0^m.020 - 0^m.025$, зависимости от класса практически нет, но ошибки растут с уменьшением блеска звезды. Однако во всем диапазоне величин они значительно ниже ошибок ($\sim 0^m.10$) для более слабых звезд [6].

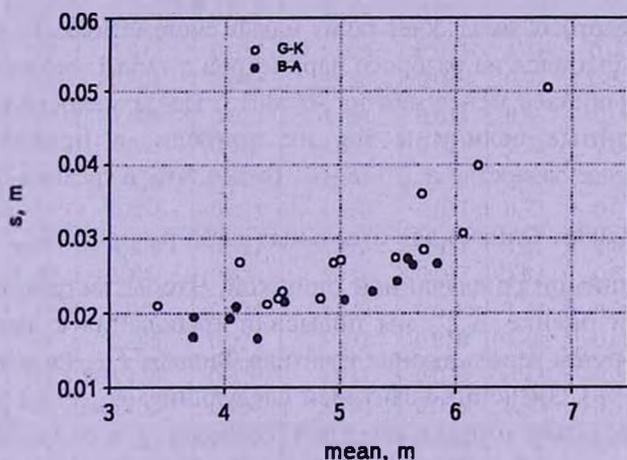


Рис.1. Зависимость ошибки, s , от звездной величины, $mean$, для стандартных звезд разных спектральных классов: G-K - белые кружки, B-A - черные кружки.

Величина F в табл.1 для большинства звезд удовлетворяет условию $F > F_{0.95} = 1.0$, где $F_{0.95}$ - квантиль Фишера для доверительной вероятности 95% ($F > F_{0.95} = 1.3$ для HD 22049 и HD 25604). Это означает, что разброс наблюдаемых величин превышает с вероятностью более 95% разброс, обусловленный случайными ошибками. (В настоящей работе использованы статистические критерии и таблицы из книги [7]).

Как известно [6], серия наблюдений на спутнике Hipparcos состояла из повторяющихся примерно через 21 мин пар отсчетов. При каждом отсчете регистрировался световой сигнал после прохождения света от звезды через группу наклонных и вертикальных щелей, первое прохождение было через наклонные щели. Возможное наличие систематических расхождений отсчетов от разных щелей могло сказаться на наблюдаемом разбросе результатов. Мы проверили наличие таких расхождений.

Для этого были рассмотрены наблюдаемые величины двух групп: в первой - после первого прохождения (индекс 1), во второй - после второго (индекс 2). (Непарные наблюдения были исключены из рассмотрения.) Для звезды с номером HD по результатам n наблюдений в каждой полосе, *Band*, были вычислены и занесены в табл.2 следующие параметры: средняя величина, $mean, m$; среднеквадратичное отклонение наблюдаемых величин, s, m ; отношение $F = s_1^2/s_2^2$; разность средних величин, $\Delta = mean_1 - mean_2, m$. Как видно, практически все значения Δ отрицательные, что свидетельствует о систематическом превышении зарегистрированного блеска звезд после первого прохождения над соответствующими показателями после второго. Это превышение

незначительно и составляет (в среднем) $\delta = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \Delta = -0^m.007$, где k - количество стандартных звезд. Учет таких малых систематических различий практически не сказался на разбросе параметров в табл.1: величина s для всех звезд уменьшилась менее чем на $-0^m.0015$. Из-за малости различий откорректированные величины мы не привели, а привели лишь откорректированные разности, $\Delta_{cor} = \Delta - \delta$. Видно, что, в среднем, различий

нет: $\frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \Delta_{cor} = 0.000$. Однако для отдельных звезд разность Δ_{cor} осталась заметной и сравнимой со случайной ошибкой. Чтобы застраховаться от случайности при оценке Δ_{cor} , мы повысили требования к значимости этих результатов путем использования квантиля Фишера $F_{0.999}$ (доверительная вероятность 99.9%). Значения квантилей следующие: $F_{0.999} = 3.2$ для звезд HD 22049 и HD 25604 (число степеней свободы $f = n - 1 = 33 + 34$) и $F_{0.999} = 1.9 + 2.5$ для остальных звезд ($f = 56 + 96$). Если $F \leq F_{0.999}$ и $F \geq 1/F_{0.999}$ ($1/F_{0.999}$ равно 0.31 и $0.40 + 0.53$, соответственно), то дисперсии s_1^2 и s_2^2 относятся к одной генеральной совокупности. Сравнивая табличные значения F (см. табл. 2) с приведенными значениями $F_{0.999}$ и $1/F_{0.999}$, можно видеть, что эти условия выполняются для всех звезд, т.е. различие между дисперсиями незначимо, и к сравнению средних величин можно применить t -критерий. Для этого должна быть определена средневзвешенная дисперсия:

$$S_{1,2}^2 = [(n_1 - 1)s_1^2 + (n_2 - 1)s_2^2] / (n_1 + n_2 - 2).$$

Так как $n_1 = n_2 = n$, то

$$S_{1,2}^2 = (s_1^2 + s_2^2)/2. \tag{1}$$

Число степеней свободы, соответствующее этой дисперсии, равно $f=2(n-1)$. Для n из табл.2 число степеней свободы $f > 66$, а квантили Стьюдента, взятые из статистических таблиц, равны $t_{0,999} = 3.3 + 3.4$. С этими данными можно определить величину

$$T = t_{0,999} \cdot S_{1,2} \cdot \sqrt{1/n_1 + 1/n_2} = t_{0,999} \cdot S_{1,2} \cdot \sqrt{2/n}. \tag{2}$$

Значения T , полученные для наименьшего значения квантиля, $t_{0,999} = 3.3$, приведены в последнем столбце табл.2. Согласно статистическому критерию, если $|\Delta_{cor}| > T$, то различие средних величин $mean_1$ и $mean_2$ значимо с

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ДВУХ ПРОХОЖДЕНИЙ СТАНДАРТНЫХ ЗВЕЗД

HD	n	Band	$mean_{1,m}$	$s_{1,m}$	$mean_{2,m}$	$s_{2,m}$	F	Δ, m	Δ_{cor}, m	T
3627	65	Vr	3.418	0.020	3.420	0.022	0.78	-0.002	0.005	0.012
		Br	4.946	0.027	4.950	0.027	1.05	-0.005	0.003	0.016
4142	90	Vr	5.632	0.028	5.640	0.025	1.32	-0.008	-0.001	0.013
		Br	5.497	0.025	5.505	0.023	1.14	-0.008	-0.001	0.012
10761	71	Vr	4.365	0.021	4.378	0.019	1.23	-0.013	-0.006	0.011
		Br	5.474	0.028	5.495	0.023	1.45	-0.021	-0.014	0.014
13520	57	Vr	5.012	0.030	5.005	0.023	1.72	0.006	0.014	0.016
		Br	6.801	0.049	6.786	0.049	0.97	0.015	0.022	0.030
16978	66	Vr	4.098	0.020	4.104	0.021	0.96	-0.006	0.001	0.012
		Br	4.045	0.018	4.051	0.021	0.73	-0.005	0.001	0.012
22049	35	Vr	3.826	0.015	3.827	0.022	0.92	-0.002	0.005	0.017
		Br	4.851	0.023	4.870	0.027	0.77	-0.019	-0.012	0.019
25604	34	Vr	4.464	0.021	4.476	0.021	1.01	-0.012	-0.005	0.016
		Br	5.722	0.028	5.738	0.027	1.03	-0.016	-0.009	0.022
28355	78	Vr	5.041	0.024	5.049	0.018	1.74	-0.008	-0.001	0.012
		Br	5.285	0.024	5.292	0.020	1.46	-0.007	-0.000	0.012
43232	62	Vr	4.126	0.020	4.137	0.031	0.42	-0.011	-0.004	0.016
		Br	5.704	0.034	5.716	0.036	0.90	-0.012	-0.005	0.020
111968	74	Vr	4.285	0.017	4.292	0.015	1.32	-0.007	-0.004	0.009
		Br	4.518	0.021	4.531	0.019	1.34	-0.013	-0.006	0.011
130109	59	Vr	3.726	0.016	3.732	0.017	0.89	-0.006	0.006	0.010
		Br	3.735	0.018	3.740	0.020	0.86	-0.005	0.002	0.012
139127	77	Vr	4.503	0.023	4.505	0.023	1.00	-0.002	0.005	0.013
		Br	6.202	0.045	6.194	0.034	1.80	0.009	0.015	0.021
209100	97	Vr	4.831	0.020	4.839	0.023	0.73	-0.008	-0.001	0.011
		Br	6.064	0.031	6.075	0.029	1.07	-0.011	-0.004	0.015
217014	95	Vr	5.516	0.027	5.533	0.026	1.16	-0.017	-0.010	0.013
		Br	6.268	0.037	6.280	0.030	1.60	-0.013	-0.006	0.016
221525	76	Vr	5.583	0.027	5.596	0.027	1.05	-0.012	-0.006	0.015
		Br	5.847	0.027	5.849	0.026	1.01	-0.002	0.005	0.015

вероятностью $>99.9\%$. Однако $|\Delta_{cor}| \leq T$ и различия результатов двух прохождений незначимы для всех звезд.

Подведем итог анализу ошибок стандартных звезд.

Случайные ошибки стандартных звезд в диапазоне $3^m.4 + 5^m.6$ V -величин менялись от $0^m.02$ до $0^m.05$, увеличиваясь при уменьшении блеска звезды. От спектрального класса ошибки не зависели.

Рассеяние результатов наблюдений большинства звезд превышало рассеяние из-за случайных ошибок.

Имелись небольшие систематические различия между результатами прохождений через наклонные и вертикальные щели: средняя разность величин между двумя прохождениями составляла $\delta = -0^m.007$ (после наклонных щелей звезда, в среднем, была ярче). Учет этих различий практически не сказался на разбросе результатов, и полученное в табл.1 значимое превышение ошибки наблюдений над случайной ошибкой нельзя объяснить неучтенными систематическими ошибками.

По-видимому, в разбросе величин большинства стандартных звезд (см. табл.1, $F > 1.0$) участвовали дополнительные факторы, не обусловленные ошибками. Одним из таких факторов может быть микропеременность звезды.

3. Микропеременность и быстрая переменность стандартных звезд. В случае наличия переменности звезды, рассеяние результатов наблюдений Vt и Vt разбивается на две составляющие: стохастическую и случайную, где стохастическая составляющая связана с переменностью, а случайная - с влиянием случайных факторов, воздействующих на каждый параметр. Если дисперсию величин, связанную с изменениями излучения звезды, обозначить как s_M^2 , то дисперсия результатов наблюдений представится в виде: $s^2 = s_0^2 + s_M^2$. Зная дисперсии s^2 и s_0^2 , можно найти рассеяние величин из-за переменности излучения:

$$s_M = \sqrt{s^2 - s_0^2} \quad (3)$$

Вычисленные по этой формуле значения S_M по всем наблюдениям звезды приведены в табл.1, в последнем столбце. Как видно, рассеяние величин из-за переменности излучения наблюдалось практически у всех звезд, при этом 4 звезды показали рассеяние, превосходящее случайный разброс (отмечено жирным шрифтом).

Чтобы исследовать переменность в разные даты, мы отобрали для этих 4-х звезд даты с количеством наблюдений не менее 10 и провели вычисления стандартной ошибки и входящего в нее разброса, связанного с переменностью. Результаты приведены в табл.3. В ней для каждой звезды с номером HD даны: юлианская дата, JD244...; длительность наблюдений, h , в часах; количество наблюдений в течение суток, n ; название фотометрической полосы, *Band*; средняя величина, *mean*, m ;

среднеквадратичное отклонение наблюдаемых величин (стандартная ошибка наблюдений), s , m ; отношение $F = s^2/s_0^2$, где s_0 - средняя случайная ошибка, вычисленная по всем (степень свободы равна ∞) наблюдениям звезды; квантили распределения Фишера для доверительной вероятности 95%, $F_{0.95}(N-1, \infty)$. В последнем столбце приведено вычисленное по формуле (3) рассеяние величин, s_v , из-за переменности излучения.

Как следует из табл.3, рассеяние величин превышало случайный разброс с вероятностью $>95\%$ ($F > F_{0.95}$) не в каждую дату. Это связано, по-видимому, с нестабильностью амплитуды переменности, в результате которой рассеяние s_v в отдельные даты было ниже случайного рассеяния, и разбросы S_v , полученные по всем наблюдениям звезды (табл.1), оказывались меньше разбросов s_v в отдельные даты (табл.3).

Таблица 3

ПЕРЕМЕННОСТЬ СТАНДАРТНЫХ ЗВЕЗД В РАЗНЫЕ ДАТЫ

HD	JD244...	h	n	Band	mean, m	s, m	F	$F_{0.95}$ ($n-1, \infty$)	s_v, m
3627	7947	17	20	<i>Vt</i>	3.418	0.017	1.47	1.6	0.010
				<i>Br</i>	4.943	0.023	1.00		
	7951	11	11	<i>Vt</i>	3.408	0.028	3.72	1.9	0.024
				<i>Br</i>	4.953	0.040	3.08		0.032
	8768	4	10	<i>Vt</i>	3.425	0.020	2.04	2.0	0.015
				<i>Br</i>	4.937	0.034	2.19		0.026
22049	8334	5	12	<i>Vt</i>	3.826	0.025	3.58	1.9	0.021
				<i>Br</i>	4.855	0.025	1.74		0.016
	8342	5	12	<i>Vt</i>	3.817	0.025	3.51	1.9	0.021
				<i>Br</i>	4.858	0.040	4.47		0.035
	8518	8	12	<i>Vt</i>	3.834	0.019	2.08	1.9	0.014
				<i>Br</i>	4.871	0.024	1.69		0.016
43232	8663	11	16	<i>Vt</i>	4.126	0.022	1.74	1.7	0.015
				<i>Br</i>	5.714	0.021	0.50		-
	8746	5	10	<i>Vt</i>	4.133	0.037	4.71	2.0	0.033
				<i>Br</i>	5.706	0.042	2.08		0.030
130109	8606	24	38	<i>Vt</i>	3.736	0.023	2.79	1.3	0.018
				<i>Br</i>	3.748	0.024	2.30		0.018
	8607	21	29	<i>Vt</i>	3.734	0.023	2.69	1.5	0.018
			<i>Br</i>	3.739	0.023	2.07	0.016		

Возможное наличие периодичности микропеременности мы исследовали для звезды HD 130109 из табл.1, имеющей длинный ($n > 60$) ряд наблюдений в последовательных датах. Результаты наблюдений представлены на рис.2 (a - для *Vt*, b - для *Br*) с указанием (на "усах") величин случайных ошибок. На рисунках выделены три пары значений (белые символы: кружки -

первое прохождение, треугольники - второе). Различия в этих парах, хотя бы для одной величины, существенно превосходили разброс, обусловленный случайными ошибками. Они могли быть связаны с иррегулярной переменностью, поэтому были нами исключены из дальнейшего рассмотрения микропериодичности.

Для поиска периодичности использовался метод Фурье-анализа для временных рядов с перерывами. На рис.2 показаны спектры мощности, $10^5 PW$, вычисленные для Vt (с) и Bt (е). По осям абсцисс отложены частоты, ν , обратные периоду (в сутках, d). Максимальные по высоте пики, отмеченные на рисунках штриховыми линиями, соответствуют периоду $p=0.110d=158 \pm 8$ мин и превышают уровень шума в 4.5 раза в полосе

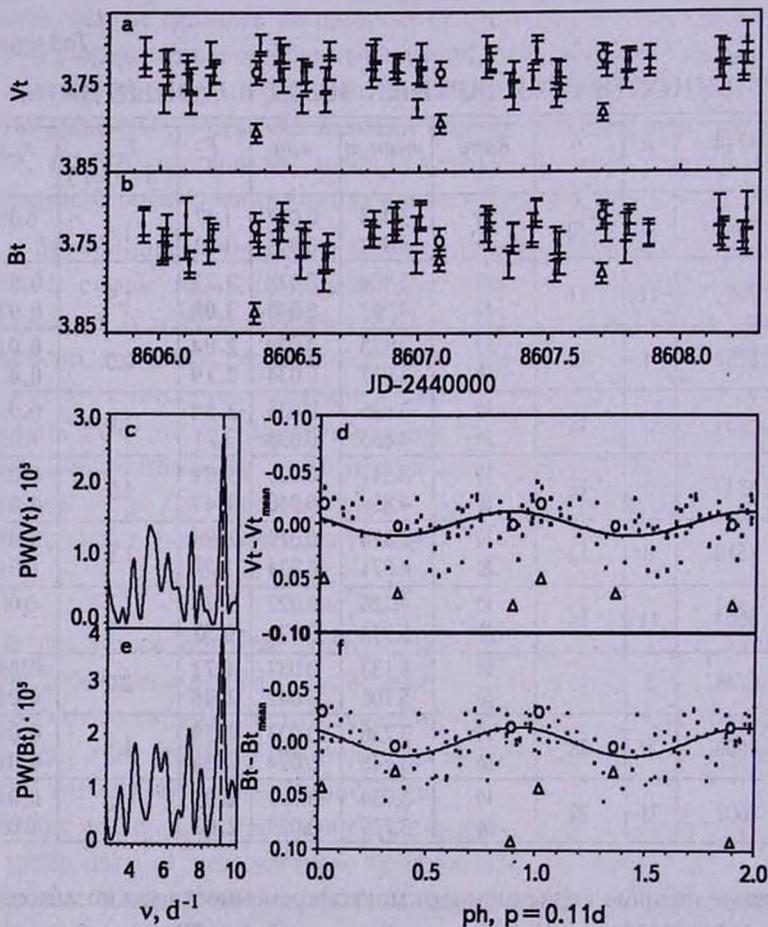


Рис.2. Результаты наблюдений Vt (а), Bt (б) для звезды HD 130109, по оси абсцисс отложена юлианская дата, JD-2440000; $10^5 PW$ - спектры мощности: с - для ряда Vt , е - для ряда Bt . ν - частота (в d^{-1}) - величина, обратная периоду; фазовые зависимости: d - для $Vt - Vt_{\min}$, f - для $Bt - Bt_{\min}$; Vt_{\min} и Bt_{\min} - усредненные величины; p - период, соответствующий пику в спектре мощности.

Vt (рис.2с) и в 4.9 раза в полосе Bt (рис.2е).

Используя полученные значения периодов, нами были сосчитаны количества циклов, определены фазы, ph , на которые приходились наблюдения, и все наблюдения в каждом ряду были свернуты по фазам в один цикл. Результаты свертки приведены на рис.2 (d,f) (для наглядности цикл повторен дважды). По осям абсцисс отложены значения фаз, а по осям ординат разности $Vt - Vt_{\text{средн}}$ (d) и $Bt - Bt_{\text{средн}}$ (f) ($Bt_{\text{средн}}$, $Vt_{\text{средн}}$ - средние величины в рассматриваемых рядах). Через точки построения проведены кривые приближенной регрессии (синусоиды), $y = f(ph)$. Амплитуды: $0^m.0113$ (рис.2d) и $0^m.0136$ (рис.2f).

Для оценки силы связи между наблюдаемыми величинами и фазами вычислена дисперсия величин от регрессионной кривой:

$$D = \frac{1}{n_r - l} \sum_{i=1}^{n_r} (m_i - y_i)^2, \quad (4)$$

где m_i - наблюдаемая величина Vt или Bt ; $y_i = f(ph_i)$ - значение, определяемое из уравнения регрессии для фазы ph_i ; n_r - количество наблюдаемых величин в выборочном ряду; l - число связей, накладываемых функцией y на выборку (l равно количеству параметров в аналитическом выражении функции, для используемой синусоиды $l = 3$). Сила связи характеризуется числом [7]

$$\zeta = (n_r - l)D / (n_r - 1)s^2. \quad (5)$$

По аналогии с линейной регрессией, когда сила связи выражается через коэффициент корреляции, в случае произвольной регрессии для выражения силы связи рассматривается корреляционное отношение [7]:

$$\Theta = \sqrt{1 - \zeta}. \quad (6)$$

Корреляционные отношения, вычисленные по этой формуле, равны 0.431 для Vt (рис.2d) и 0.444 для Bt (рис.2f). Значимость приведенных значений определяется доверительной вероятностью $>99.9\%$.

Вернемся к значениям величин, исключенным из рассмотрения периодичности. Как видно (рис.2a, b, d, f, белые символы), во всех случаях у обеих величин различие между двумя прохожденьями имело одинаковый знак и доходило до $0^m.11$, что более чем в десять раз превышало среднее различие между прохожденьями из-за инструментальных эффектов ($\delta = -0^m.007$). Такое большое отличие от среднего и в то же время сходство одновременного изменения двух величин ставит под сомнение его случайность. Возможно, что в переменности звезды присутствовала иррегулярная составляющая, проявившаяся в 3-х быстрых (за секунды) падениях блеска до $-0^m.1$. Интервалы между падениями составляли $0.6d \div 0.7d$.

Кроме звезды HD 130109, мы исследовали на периодичность из табл.1 звезду HD 28355, а также две хорошо изученные звезды: HD 22049 (ϵ Eri) и HD 217014 (51 Peg).

Звезда HD 28355 также имела длинный ($n > 60$) ряд наблюдений в

течение нескольких дат подряд. В спектре мощности величины Vt этой звезды был обнаружен пик, соответствующий периоду $p = 0.106d = 152 \pm 2$ мин. Пик почти в 5 раз превышал уровень шума. Амплитуда колебаний с этим периодом составляла $0^m.0097$.

Для двух других звезд из литературы известно следующее.

У звезды ϵ Eri отмечалось наличие малых изменений фотометрических величин. Так, по наблюдениям BV -фотометрии [8] величины звезды изменялись в диапазоне $0^m.01$ - $0^m.03$. Эти изменения связывались с существованием пятен на поверхности звезды, вращающихся с периодами между $10.0d$ и $12.3d$. В работе [9] также были получены изменения блеска звезды с $\Delta m \approx 0^m.01$, которые тоже объяснялись существованием пятен, вращающихся с периодами $11.35d$ и $11.55d$.

В работе [10], исходя из модели пятнистой неоднородности, было показано, что у звезд моложе, чем Солнце (возраст ϵ Eri ~ 500 млн лет), за счет пятен на поверхности должны происходить микропериодические изменения яркости.

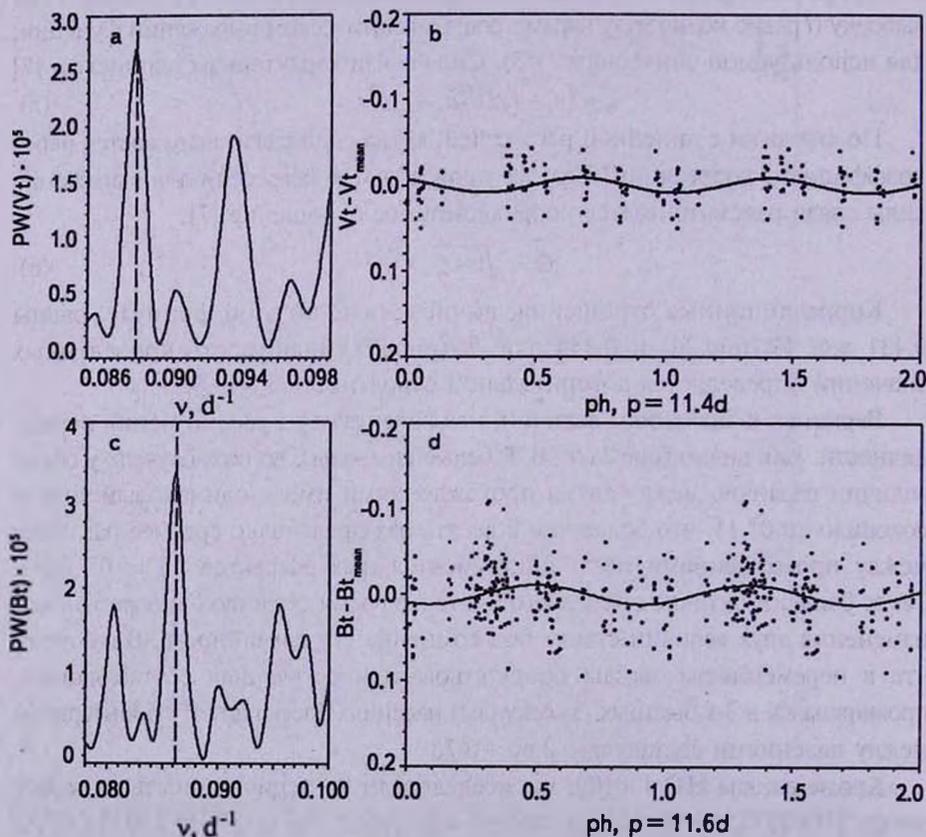


Рис.3. Спектры мощности (а, с) и фазовые зависимости (b, d) для звезд ϵ Eri (а, b) и 51 Peg (с, d). Обозначения те же, что на рис.2.

Другой особенностью звезды ϵ Eri являлось наличие у нее планеты, ϵ Eri b [11]. Период обращения равен 6.85 ± 0.03 года. Орбита ориентирована так, что за счет отраженного света от планеты звезда становится ярче в периастре. Однако заметить присутствие ϵ Eri b с величиной $19^m.1 + 19^m.5$ [12] вблизи звезды, которая на $\sim 15^m$ ярче, очень трудно.

У звезды 51 Peg также имелась планета [13-15]. Обнаружена она была при прохождении по диску звезды - падение блеска звезды составляло $0^m.017$. Орбитальный период ~ 4 дня.

В настоящей работе мы попытались найти микропеременность этих звезд. Спектры мощности и фазовые кривые, полученные для одного из параметров, приведены для звезды ϵ Eri на рис.3 (а, b), а для звезды 51 Peg - на рис.3 (с, d). Периоды, соответствующие положению максимальных пиков, составляют: $p = 11.4d$ (ϵ Eri) и $p = 11.6d$ (51 Peg). Ошибки, полученные из ширины пиков, равны $\pm 0.3d$. На рисунках, представляющих фазовые зависимости, по осям абсцисс отложены значения фаз, а по осям ординат разности $I_i - I_{i, \text{mean}}$ (b) и $B_i - B_{i, \text{mean}}$ (d). Проведена аппроксимация фазовых зависимостей линиями регрессии (синусоидами). Амплитуды кривых составляют $0^m.0086$ (ϵ Eri) и $0^m.0113$ (51 Peg). Корреляционные отношения, Θ , вычисленные по формуле (6), равны соответственно 0.339 и 0.246. Значимость их определяется доверительной вероятностью $>99.9\%$ для ϵ Eri и $>98\%$ для 51 Peg. Более короткие периоды у этих звезд обнаружены не были.

4. Заключение. Таким образом, в результате анализа фотометрических данных каталога Hipparcos [5] было установлено следующее.

В ошибки наблюдений почти всех рассмотренных стандартных звезд входила составляющая, связанная с переменностью излучения звезды. У 4-х звезд из 15-ти ($\sim 25\%$) рассеяние величин из-за переменности превосходило рассеяние из-за случайных ошибок. Это согласуется с результатами статистического анализа ошибок спектрофотометрических наблюдений 170 нормальных звезд [16]. У 52 из них ($\sim 30\%$) было зарегистрировано реальное изменение светового потока.

Низкоамплитудная переменность ($< 0^m.1$) рассмотренных стандартных звезд из каталога [5] имела как плавные изменения блеска в течение цикла, так и резкие его скачки. Для двух стандартных звезд, HD 28355 и HD 130109, обеспеченных длинными рядами наблюдений, периоды плавных изменений составляли: 152 ± 2 мин и 158 ± 8 мин, соответственно. Амплитуды изменений были $< 0^m.02$. Слабые колебания блеска с подобным периодом, существующие также и на Солнце (период 160 мин), являлись, по-видимому, отражением вертикальных колебаний в фотосфере.

Для стандартных звезд ϵ Eri и 51 Peg периоды плавных изменений блеска с амплитудой $\sim 0^m.01$ оказались более длинные. Они равны 11.4d и 11.6d, соответственно. Аналогичные результаты для ϵ Eri были получены

ранее в работах [8,9] и связывались с вращением пятен.

У звезды же 51 Peg период 11.6d можно, по-видимому, объяснить влиянием планеты. Период орбитального движения планеты - ~4 дня. Чтобы обеспечить наблюдаемый период переменности блеска, планета должна была проходить по диску звезды в каждом третьем обороте по орбите. Амплитуда колебаний блеска звезды, полученная в настоящей работе, равна $0^m.011$, а максимальный разброс наблюденных величин, соответственно, - $0^m.022$, что неплохо согласуется с прямыми измерениями падения блеска звезды при прохождении планеты по диску, $0^m.017$ [13-15].

Кроме плавных изменений, были получены быстрые изменения блеска. Так, для стандарта HD 130109 три быстрых (за секунды) падения блеска достигали $\sim 0^m.1$. Скачки происходили с интервалами 0.6-0.7d одновременно в двух полосах.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: rubane@mail.ru e-mail: arkadi@arharov.ru

MICROVARIABILITY AND FAST VARIABILITY OF THE STARS. I. THE STANDARD STARS

E.V.RUBAN, A.A.ARKHAROV

The photometric magnitudes V_t and B_t from Hipparcos catalog for 15 standard stars were investigated to search the microvariability and fast variability of their radiation. It is shown that microvariability was characterized mainly by smooth brightness variations. For stars HD 28355 и HD 130109 the changes of magnitudes with period about 150 min and amplitude $< 0^m.02$, probably were due to photosphere vertical fluctuations. For star ϵ Eri the changes of magnitudes with amplitude $\sim 0^m.01$ and period 11.4d were connected with rotations of spots. Similar period and amplitude of the microvariability for star 51 Peg were rather due to influence of planet.

Key words: *stars:variability:photometry - stars:standard*

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков*, *Астрофизика*, **52**, 421, 2009.
2. *G.A.Alekseeva, V.D.Galkin, I.N.Nikanorova, V.V.Novikov*, *Baltic Astron.*, **3**, 361, 1994.
3. *Е.В.Рубан, Г.А.Алексеева, А.А.Архаров и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **32**, 672, 2006.
4. *Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков*, *Астрофизика*, **52**, 99, 2009.
5. *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, ESA SP-1200, ESA 1997.
6. *V.Großmann, G.Bässgen, D.W.Evans et al.*, *Astron. Astrophys.*, **304**, 110, 1995.
7. *Е.И.Пустыльник*, *Статистические методы анализа и обработки наблюдений*, М., Наука, с.288, 1968.
8. *G.J.Frey, D.S.Hall, P.Mattingly et al.*, *Astron. J.*, **102**, 1813, 1991.
9. *B.Croll, G.A.H.Walker, R.Kuschnig et al.*, *Astrophys. J.*, **648**, 607, 2006.
10. *I.S.Savanov*, *Astron. Reports*, **53**, 950, 2009.
11. *G.F.Benedict, B.E.McArthur, G.Gatewood et al.*, *Astron. J.*, **132**, 2206, 2006.
12. *M.Jonson, W.Brandner, T.Henning et al.*, *Astron. J.*, **133**, 2442, 2007.
13. *S.H.Pravdo, L.Angelini, S.A.Drake et al.*, *New Astronomy*, **1**, 171, 1996.
14. *G.W.Henry, G.W.Marcy, R.P.Butler, S.S.Vogt*, *Astrophys. J.*, **529**, L41, 2000.
15. *C.G.Tinney, R.P.Butler, G.W.Marcy et al.*, *Astrophys. J.*, **551**, 507, 2001.
16. *А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Е.В.Рубан*, *Изв. ГАО*, **215**, 5-20, 2000.

МИКРОПЕРЕМЕННОСТЬ И БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗД. II. ПОЛУПРАВИЛЬНЫЕ КРАСНЫЕ ГИГАНТЫ: L_2 Pup, 2 Cep, η Gem И σ Lib

Е.В.РУБАН, А.А.АРХАРОВ

Поступила 28 июня 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

Проведено исследование результатов наблюдений фотометрических величин V_i и V_t из каталога Hipparcos 4-х полуправильных красных гигантов, L_2 Pup, 2 Cep, η Gem, σ Lib, спектральных классов M3-M6 III с целью поиска микропеременности и быстрой переменности их излучения. Показано, что низкоамплитудная переменность проявлялась в виде быстрых изменений в минимуме блеска основного цикла. У звезд 2 Cep и σ Lib величины менялись до $0^m.10$ - $0^m.15$ в течение 15-20 мин. Изменения повторялись через интервалы времени, кратные 150-180 мин. У звезды L_2 Pup рассеяние величин составляло $0^m.02$ - $0^m.06$ в течение суток. У звезды η Gem были обнаружены быстрые, за секунды, и частые, с интервалом <21 мин, увеличения блеска, вспышки, до $\sim 0^m.1$. Вспышки, предположительно, мог индуцировать гипотетический близкий спутник при максимальном сближении со звездой. При этом период обращения спутника был равен периоду пульсации звезды. Наличие такого спутника требует подтверждения.

Ключевые слова: *звезды:красные гиганты:фотометрия:переменность звезд*

1. *Введение.* Во второй части работы проведено исследование малых изменений блеска полуправильных переменных звезд типа SR: 2 Cep, L_2 Pup, η Gem и σ Lib. Исследования основаны на результатах фотометрических наблюдений в полосах V_i и V_t , представленных в каталоге Hipparcos [1].

2. *Информация о звездах.* В табл.1 приведена известная информация об исследуемых звездах в соответствии с данными каталогов [1,2]. В таблице для каждой звезды даны: название; номера по каталогам BS, HD и Hipparcos, HIP [1]; величина, V ; спектральный класс, Sp ; тип переменности, VAR ; диапазон изменения величины V , ΔV ; период изменения блеска, p ; период изменения блеска, p_s , полученный в работах [3,4] (оба периода в сутках, d).

Заметим, что, согласно данным таблицы, η Gem является не только физической переменной, но и затменной переменной типа EA, поэтому приведенные для нее изменения блеска, $\Delta V = 0^m.75$, определялись суммарным действием двух причин переменности: пульсациями и затмением.

Для звезды L_2 Pup величина $\Delta V = 3^m.6$, взятая из [2], не является амплитудой пульсаций, а охватывает диапазон изменения величины V за весь период (75 лет) наблюдений звезды. Звезда же после 1995г. начала "тускнеть",

как предполагается, из-за пылевого образования, попавшего на луч зрения [5]. Используемые в настоящей работе результаты наблюдений были получены в годы, предшествовавшие этому периоду, и их изменения отражают лишь пульсационные изменения наблюдаемых величин данной звезды.

Таблица 1

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ

Название	BS	HD	HIP	V, m	Sp	VAR	$\Delta V, m$	p, d	p_e, d
η Gem	2216	42995	29655	3.32	M3 IIIab	SRa+EA	0.75	232.9	
L_2 Pup	2748	56096	34922	5.9	M5-M6 IIIe	SRb	3.6	140	138
2 Cen	5192	120323	67457	4.19	M5 III	SRb	0.1	12	12.57
σ Lib	5603	133216	73714	3.30	M3.5 IIIa	SRb	0.26	20	

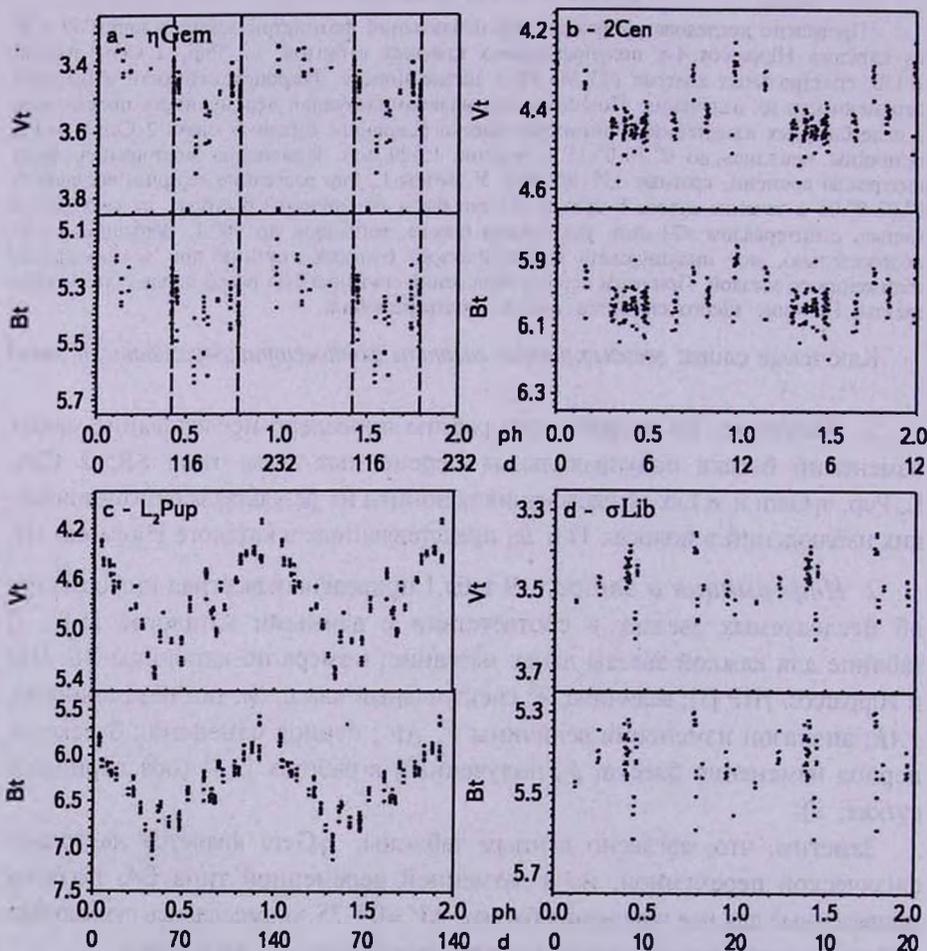


Рис.1. Величины V_t и B_t по данным каталога Hipparcos в различных фазах. ph , цикла для звезд: а - η Gem, б - 2 Cen, в - L_2 Pup, д - σ Lib. На нижних шкалах по осям абсцисс дано время, прошедшее от начала цикла, в сутках, d . Для η Gem пунктиром отмечены фазы для дат JD 2447964, JD 2448662 ($ph = 0.42; 1.42$) и JD 2448747-8748 ($ph = 0.79; 1.79$).

3. *Кривые блеска.* На рис.1 нанесены результаты фотометрических наблюдений в полосах *Vt* и *Br* из каталога [1] для различных фаз, *ph*, циклов исследуемых звезд. При определении фаз для звезды 2 Cep использовался период p_c из табл.1, для остальных звезд - периоды p из той же таблицы. Эпохи минимумов или максимумов взяты из [2], или найдены в рядах наблюдений [1]. На нижних шкалах по осям абсцисс отложено время, прошедшее от начала цикла, в сутках, d .

Как видно из рисунка, кривые блеска звезд сильно различаются как по амплитуде, так и по длительности цикла, периоду (см. шкалу времени по оси абсцисс). При этом максимальный разброс величин ($\sim 0^m.2$ - в полосе *Vt* и $\sim 0^m.3$ - в полосе *Br*) в большинстве соседних фаз любой из рассматриваемых звезд близок к амплитуде переменности 2 Cep и σ Lib в течение цикла, составляющего 10-20 дней. Это, на наш взгляд, может быть свидетельством существования, наряду с основным циклом, возможных вариаций (циклических или иррегулярных) блеска с периодами в несколько дней или часов.

4. *Ошибки переменных звезд.* Из-за переменности излучения, для определения средних ошибок переменных звезд приходится пользоваться

Таблица 2

ОШИБКИ *Vt* И *Br* ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД В ОТДЕЛЬНЫЕ ДАТЫ

Назва- нис	JD244...	<i>n</i>	<i>Band</i>	<i>mean,m</i>	<i>s,m</i>	<i>s₀,m</i>	<i>F</i>	$F_{0.95}$ (<i>N</i> -1, ∞)	<i>s_М,m</i>
η Gem	8662	16	<i>Vt</i>	3.460	0.046	0.019	5.86	1.7	
			<i>Br</i>	5.335	0.069	0.033	4.37		
	8668	14	<i>Vt</i>	3.466	0.038	0.019	4.00	1.8	
			<i>Br</i>	5.338	0.065	0.032	4.13		
8738	11	<i>Vt</i>	3.458	0.034	0.019	3.20	1.9		
		<i>Br</i>	5.355	0.071	0.032	4.92			
8747- 8748	20	<i>Vt</i>	3.511	0.036	0.019	3.59	1.6		
		<i>Br</i>	5.381	0.067	0.032	4.38			
L_2 Pup	7917	10	<i>Vt</i>	4.623	0.011	0.020	0.30	2.0	0.022
			<i>Br</i>	6.153	0.048	0.037	1.68		
	8694	10	<i>Vt</i>	5.363	0.030	0.020	2.25	2.0	
			<i>Br</i>	7.000	0.079	0.037	4.56		
2Cen	8425	11	<i>Vt</i>	4.289	0.026	0.019	1.87	1.9	
			<i>Br</i>	5.898	0.026	0.033	0.62		
	8517	12	<i>Vt</i>	4.437	0.024	0.019	1.59	1.8	
			<i>Br</i>	6.037	0.031	0.033	0.88		
8685	10	<i>Vt</i>	4.441	0.022	0.019	1.34	2.0	0.041	
		<i>Br</i>	6.061	0.038	0.033	1.33			
8695	16	<i>Vt</i>	4.453	0.023	0.019	1.47	1.7		
		<i>Br</i>	6.063	0.054	0.033	2.68			
σ Lib	8823	10	<i>Vt</i>	3.453	0.019	0.021	0.82	2.0	
			<i>Br</i>	5.423	0.027	0.035	0.60		

довольно короткими по времени рядами наблюдений, в процессе которых излучение звезды практически не меняется. Учитывая, что периоды исследуемых звезд намного больше суток, можно считать, что таким интервалом времени являются сутки. Для получения значимого результата мы отобрали несколько дат с наибольшим количеством наблюдений. В табл.2 приведены даты, в течение которых звезда наблюдалась не менее 10 раз. В ней для каждой звезды даны: название; юлианская дата, JD244...; количество наблюдений в течение суток, n ; название фотометрической полосы, *Band*; средняя величина, *mean*, m ; среднее квадратичное отклонение наблюдаемых величин (стандартная ошибка наблюдений), s , m ; средняя случайная ошибка, вычисленная по всем (степень свободы равна ∞) наблюдениям звезды, s_0 , m ; отношение $F = s^2/s_0^2$; квантили распределения Фишера для доверительной вероятности 95%, $F_{0,95}(N-1, \infty)$. (О содержании последнего столбца см. ниже.)

Из сравнения F с квантилями Фишера видно, что условие $F > F_{0,95}$ (такие F отмечены жирным шрифтом) выполнялось во все даты для звезды η Gem и в отдельные даты для других звезд, что означает, что разброс величин превышал значимо (с доверительной вероятностью $>95\%$) разброс, обусловленный случайными ошибками. В эти же даты ошибки переменных звезд превышали ошибки стандартов, что видно на рис.2, на котором s стандартов (белые и черные кружки) взяты из части I данной работы, а s переменных звезд в разные даты обозначены разными символами. Кроме ошибок в указанные даты, остальные ошибки были сравнимы со стандартными. Однако в рассеяние величин большинства стандартных звезд, как было показано в части I, входило дополнительное рассеяние, не связанное со случайными или инструментальными причинами. Учитывая сходство

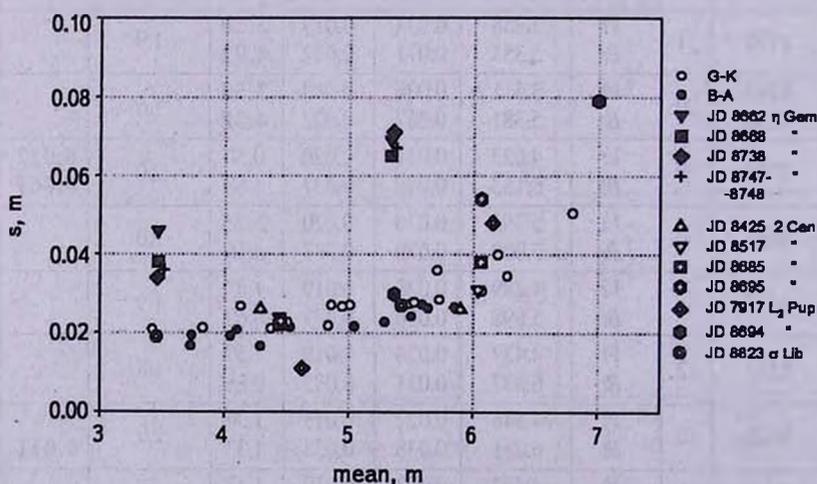


Рис.2. Зависимость ошибки, s , от звездной величины, *mean*, m для стандартных звезд разных спектральных классов и полуправильных гигантов η Gem, 2 Cen, L_1 Pup и σ Lib в отдельные даты, JD-2440000.

ошибок, можно предположить, что и в рассеянии величин переменных звезд имелось дополнительное рассеяние.

Превышение ошибок наблюдений над случайными связано с влиянием на рассеяние наблюдаемых величин дополнительных факторов, которые могли быть связаны как с внешними объектами (например, с близкими компонентами звездной системы и т.п.), так и определяться внутренними причинами (например, микропеременностью звезды и т.п.).

Влияниям этих факторов посвящены следующие разделы.

5. Влияние внешних факторов. Влияние внешних факторов на разброс результатов наблюдений проследим на примере звезды η Gem.

Звезда η Gem, Пропус, является тройной системой звезд [6]. У главной звезды, полурегулярной переменной типа SRA спектрального класса M3III, есть два компонента: один, близкий, спектрального класса $\sim B$ (?), слабее главной звезды на $\sim 2^m$, находится на расстоянии ~ 7 а.е. ($\sim 0''.1$); другой, удаленный, карлик спектрального класса F или G 8-й величины, находится на расстоянии ~ 150 а.е. ($\sim 1''.65$). Период обращения внутреннего компонента составляет 8.2 года, период внешнего - больше чем 700 лет.

Кривая блеска η Gem, представленная на рис. 1а, имеет следующие черты: длинный, почти постоянный максимум, короткий минимум очень незначительной глубины, $< 0^m.4$ в полосе *И*, и асимметричные ветви спада и роста. Известно, что глубина минимума переменная: приблизительно каждые 8 лет наблюдаются особенно глубокие (до $\sim 0^m.6$) минимумы.

В работе [7] авторы объясняли более глубокие минимумы увеличением амплитуды пульсаций. Связывали это с воздействием на главную звезду близкого компонента, которое усиливается в периастре, хотя признавали, что для такого воздействия система достаточно широкая и глубокие минимумы вблизи периастра могли быть просто совпадением.

Схевик [8], учитывая совпадение периода близкого компонента с периодом изменений глубины минимума, связал эти изменения с затмениями. Однако в обзоре [9] эта связь опровергается, поскольку затмения не связаны с пульсациями и могли бы встречаться и в максимуме световых изменений, что не наблюдается.

Посмотрим, как могло сказаться присутствие компонентов на результаты наблюдений на спутнике Hipparcos [1].

Рассмотрим подробнее результаты двух прохождений звезды в отдельные даты. Вычисленные по ним параметры приведены в табл.3. В ней по результатам *n* прохождений звезды через наклонные (индекс 1) и вертикальные (индекс 2) щели были вычислены в каждой полосе, *Band*, и занесены в таблицу следующие параметры: средняя величина, *mean*, *m*; среднеквадратичное отклонение наблюдаемых величин, *s*, *m*; отношение $F = s_1^2 / s_2^2$; откорректированная разность средних величин двух прохождений,

Δ_{cor}, m (см. ч.1); значения T , полученные по формуле (2) (см. ч.1) для доверительной вероятности 99.9%. (Отметим, что результаты относятся к одному циклу звездной пульсации).

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ДВУХ ПРОХОЖДЕНИЙ ЗВЕЗДЫ η Gem В
ОТДЕЛЬНЫЕ ДАТЫ

JD244...	n	Band	$mean_{1,m}$	$s_{1,m}$	$mean_{2,m}$	$s_{2,m}$	F	$F_{0.95}$	Δ_{cor}, m	T
8662	8	Vt	3.497	0.017	3.422	0.031	0.3	3.8	0.082	0.052
		Br	5.386	0.054	5.284	0.035	2		0.109	0.094
8668	7	Vt	3.479	0.048	3.454	0.020	6	4.3	0.032	0.085
		Br	5.354	0.089	5.322	0.026	12		0.039	0.151
8738	5	Vt	3.451	0.048	3.459	0.011	19	6.4	-0.001	0.111
		Br	5.349	0.096	5.343	0.030	10		0.013	0.227
8747- -8748	10	Vt	3.537	0.030	3.486	0.019	2	3.2	0.058	0.044
		Br	5.428	0.045	5.334	0.051	1		0.101	0.084

В таблице видно, что ошибки результатов наблюдений в разные даты значительно отличались. Так, в даты JD...8668 и JD...8738 рассеяние результатов наблюдений существенно превышало случайное рассеяние, $F > F_{0.95}$. А в даты JD...8662 и JD...8747-8748 рассеяние параметров не превосходило случайное, $F < F_{0.95}$, но наблюдались большие систематические различия результатов после наклонных и вертикальных щелей: $|\Delta_{cor}| > T$ значимо с вероятностью $>99.9\%$.

Попробуем объяснить полученные результаты присутствием компонентов.

Дальний компонент, находящийся на расстоянии $1''.65$ (больше ширины щелей), не попадал в щели по ширине, но, по-видимому, мог (в зависимости от ориентации щелей относительно направления звезда-компонент) попадать в них по высоте (высота щелей $20''$). Однако он слишком слаб (8^m), чтобы оказать заметное влияние на рассеяние результатов наблюдений (мы оценили, что суммарный световой поток от системы звезда-компонент превышает поток от звезды не более 1%).

Учитывая, что расстояние между звездой и близким компонентом ($0''.1$) значительно меньше ширины щелей ($0''.91$), можно ожидать, что известный близкий компонент во время наблюдений звезды "проваливался" в щели, и полученный световой сигнал регистрировал суммарный поток от системы звезда-компонент. Однако вероятности попадания в наклонные и вертикальные щели, очевидно, разные из-за различия в их геометрии. Поэтому результаты после наклонных и вертикальных щелей также могли быть разными. Так, в даты JD...8662 и JD...8747-8748 после вертикальных щелей мог регистрироваться поток от системы звезда-компонент (отсчеты больше), а после наклонных - только от звезды (отсчеты меньше). В эти

даты близкий компонент, не попадая в щели или целиком "проваливаясь" в них, не влиял на рассеяние результатов наблюдений, если, конечно, сам не являлся переменным: $F < F_{0.95}$ (см. табл.3). Однако могли быть случаи, когда компонент оказывался на краю щели, попадая то внутрь щели, то наружу и увеличивая тем самым рассеяние результатов. Так можно было бы объяснить результаты наблюдений в даты JD...8668 и JD...8738.

Можно считать, что приведенные результаты качественно согласуются со сделанным выше предположением о положении компонента относительно щелей. В то же время количественно такого согласия нет. Во-первых, вероятность того, что компонент не попадет в щель или "зацепится" за ее край составляет ~10% (0.1/0.91). Однако среди рассмотренных 4-х дат то и другое события произошли в 2-х случаях (50%), что значительно превосходит предсказание теории. Во-вторых, оценки величин звезды и системы звезда-компонент не совпадают с наблюдаемыми величинами. Действительно, если компонент относится к спектральному классу В и слабее звезды на $\sim 2^m$ (см. выше), то величины компонента будут равны $V_{i_c} \approx V_i + 2^m$ и $B_{i_c} \approx B_i$, а величины системы звезда-компонент, V_c и B_c -

$$\begin{aligned} V_{i_c} &\approx -2.5 \cdot \log 10^{-0.4 V_i} (1 + 10^{-0.42}) \approx V_i - 0^m.16, \\ B_{i_c} &\approx -2.5 \cdot \log 2 \cdot 10^{-0.4 B_i} \approx B_i - 0^m.75. \end{aligned} \quad (1)$$

Однако наблюдаемые величины не соответствуют этим оценкам, что следует из табл.3 и рис.3, на котором приведены результаты всех наблюдений в даты JD...8662 (а) и JD...8747 (б). По вертикальным осям отложены величины V_i и B_i , по горизонтальным - время, Δt , в минутах, *min*, от начала наблюдений в соответствующую дату. У каждой точки на "усах" отложены величины случайных ошибок, s_o . На рис.3а добавлены (справа от разрыва по оси абсцисс) четыре наблюдения в дату JD...7964 (см. ниже). Для всех дат результаты после первого прохождения (наклонные щели) обозначены черными кружками, после второго (вертикальные щели) - белыми. Видно, что различие величин $\leq 0^m.10$ в полосе V_i и $\leq 0^m.20$ в полосе B_i , что не соответствует оценкам (1).

Можно предположить, что это связано с отличием спектрального класса близкого компонента от класса В. Это предположение поддерживается результатами спектрофотометрических наблюдений [10,11]. Согласно им, в кривых энергии системы звезда-компонент (компонент не был разрешен) не было обнаружено отклонений от нормального распределения, что свидетельствует о том, что компонент относился к тому же (или близкому) спектральному классу, что и главная звезда, а именно, к классу М. Такое предположение было сделано и ранее в работе [12].

Если принять спектральный класс компонента М, то величины системы звезда-компонент будут равны:

$$Vt_c = Vt - 0^m.16 \quad \text{и} \quad Bt_c = Bt - 0^m.16. \quad (2)$$

Полученные различия наблюдаемых величин (см. табл.3) и в этом случае не соответствуют оценкам (2).

Как видно, на основе имеющейся информации о тройной системе η Gem, полученные результаты не объяснить. Поэтому мы попытались дать им альтернативное объяснение.

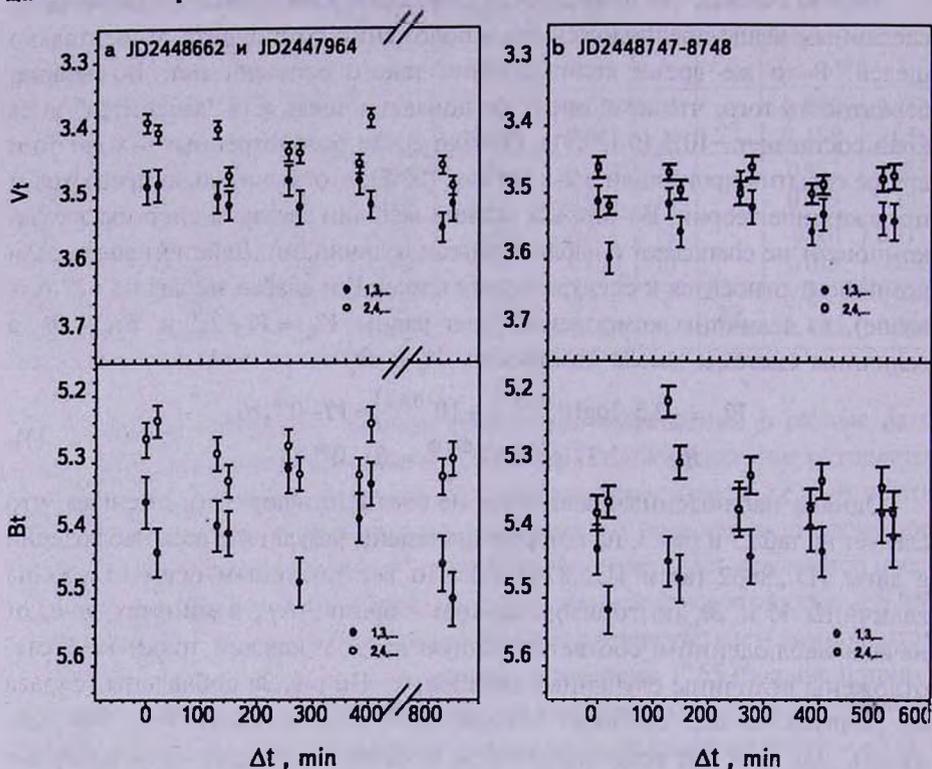


Рис.3. Результаты наблюдений величин Vt и Bt в даты: а - JD 2448662 и JD 2447964, б - JD 2448747-8748. Δt - время (в минутах, *min*) от начала наблюдений; черные кружки - первое прохождение звезды (1,3...), белые кружки - второе прохождение (2,4...).

Вернемся к дате JD...7964. Результаты наблюдений в эту дату относятся к другому циклу пульсаций, но соответствуют той же фазе цикла, что и в дату JD...8662. Для свертки наблюдений в один цикл моменты наблюдений в дату JD...7964 были нами редуцированы на три цикла вперед с периодом p из табл.1 и отложены на рис.3 по оси абсцисс в минутах от начала наблюдений в дату JD...8662. Как видно, в данной фазе другого цикла имелось также систематическое различие величин после двух прохождений: звезда была ярче после второго прохождения.

Исходя из совпадения результатов на одной и той же фазе в разных циклах, можно предположить, что рис.3 иллюстрирует быструю переменность

блеска звезды: увеличение блеска за секунды с повторением через интервалы времени, равные $\sim 21/j$ мин, где j - целое число (~ 21 мин - наикратчайшее время между очередной регистрацией пары световых сигналов). Поскольку величины Vt во время вспышек увеличивались больше, чем величины I_t , температура вспышек была несколько выше температуры звезды. (Оценки показали, что увеличение температуры не превышало 100 К). Такие вспышки мог индуцировать невидимый (более близкий) спутник во время наибольшего сближения со звездой. В этом случае вспышки должны были носить локальный характер и, поскольку блеск звезды во время вспышек возрастал не более чем на $0^m.10$, то вспышки должны были занимать не больше 10% поверхности звезды.

Фазы, которым соответствовали наблюдения в даты JD...7964, JD...8662 и JD...8747-8748 отмечены вертикальными штриховыми линиями на кривой блеска рис.1а. Видно, что штриховые линии ограничивают область минимума. Учитывая, что даты JD...7964, JD...8662 пришлись на одну и ту же пульсационную фазу, период орбитального движения спутника был равен периоду пульсаций звезды. При этом минимум фазы затмения не совпадал с пульсационным минимумом, а попадал на восходящую ветвь, что отражалось на асимметрии кривой блеска в этой области (см. рис.1а). Явно выраженную асимметрию пульсационной кривой в области минимума показали также кривые блеска в работе [13].

Приведенная альтернативная интерпретация результатов наблюдений, бесспорно, является дискуссионной, поскольку основана на предположении о существовании невидимого спутника и на чудесном совпадении частоты индуцируемых им вспышек с кратной ей частотой регистрации светового сигнала.

Остается добавить, что затмение известным близким компонентом, которое, согласно [8], должно происходить один раз в ~ 8 лет и уменьшать блеск звезды на $0^m.6$, во время наблюдений [1] не произошло. Не было оно зарегистрировано и при спектрофотометрических наблюдениях [10,11].

6. Микропеременность и быстрая переменность красных гигантов. Как было отмечено выше (см. раздел 4, табл.2), в рассеянии результатов наблюдений звезд L, Pup и 2 Cep в даты JD...8694, ...8695 участвовали, кроме случайных факторов, дополнительные факторы. Если таким фактором являлась микропеременность звезд, то по формуле (3) части I можно определить рассеяние величин, s_M , связанное с влиянием этого фактора. Величина s_M приведена в последнем столбце табл.2. Рассматривая и сравнивая результаты стандартных (см. табл.3, ч.I) и переменных (см. табл. 2, ч.II) звезд, можно отметить, что микропеременность у переменных звезд, в отличие от стандартных, имела большую амплитуду.

Определение периода микропеременности у полуправильных гигантов

осложнялось наложением его на основной период. Так, на рис.1 (b,d) разброс величин на одной фазе мог превышать $0^m.15$ и оказывался сравнимым с максимальным разбросом величин за весь цикл.

При исследовании микропеременности у звезды 2 Cep (рис.1b), для увеличения объема выборки, мы объединили результаты наблюдений на относительно спокойном участке кривой блеска в районе минимума в фазах 0.3-0.5 и применили к составленному ряду наблюдений Фурье-анализ.

Полученные спектры мощности для звезды 2 Cep приведены на рис.4а (для Vt) и 4с (для Bt). По осям абсцисс отложены частоты, ν , обратные

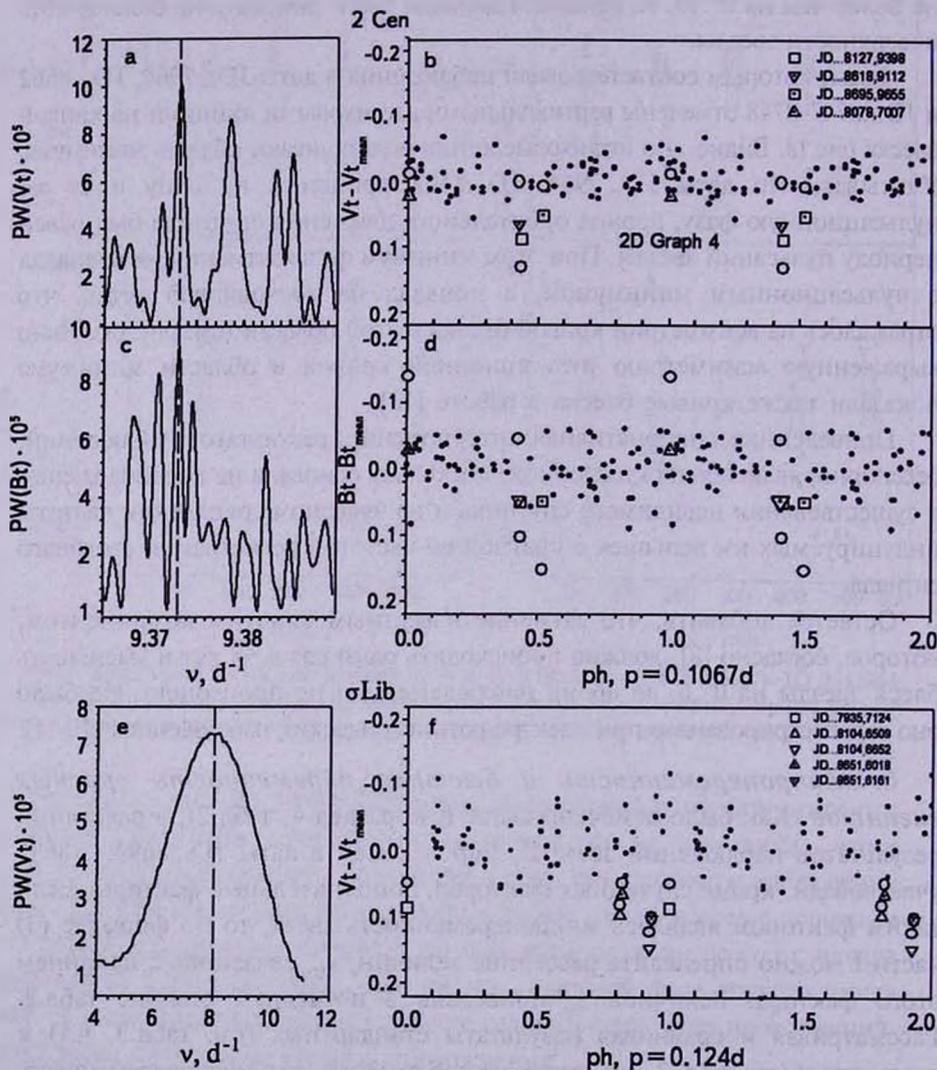


Рис.4. Спектры мощности (а, с, е) и фазовые зависимости (b, d, f) для звезд 2 Cep (а, b, с, d) и σLib (е, f). Обозначения те же, что на рис.2; моменты отдельных наблюдений (разные символы) даны в юлианских днях, JD244....

периоду (в сутках, d). Пики максимальных мощностей на обоих рисунках соответствуют периоду $0.1067d$ (154 мин). Неопределенность периода равна $\pm 0.0001d$ (0.14 мин). Кроме максимальных пиков, есть несколько соседних пиков (особенно в полосе B_I), сравнимых по высоте с основным. Им соответствуют разные, но близкие периоды.

Из-за наложения близких периодов трудно получить фазовую зависимость по каждому периоду отдельно. Это хорошо видно на рис.4b (V_I) и 4d (B_I), на котором нанесены точками результаты наблюдений 2 Cep, свернутые с периодом максимальной мощности в один цикл. Подобрать аппроксимацию фазовой зависимости плавной кривой не представилось возможным. Тем не менее, на обоих рисунках можно выделить в одних и тех же фазах разных циклов (разные обозначения) сильно "отскакивающие" значения: кружки - результаты первого прохождения, треугольники и квадраты - второго прохождения. Рядом с указанием обозначений приведены моменты второго прохождения в юлианских днях, JD244... (моменты первого прохождения на несколько секунд раньше, см. ч.1).

Отклонения выделенных значений от среднего хотя бы в одном прохождении превосходили стандартные отклонения с вероятностью $>95\%$. Это были либо грубые ошибки, либо реальные изменения величин. Так, значение в момент наблюдений JD...8078.7007 показало сильное отклонение только для одного параметра и в одном прохождении, поэтому, скорее всего, оно являлось грубой ошибкой. Результаты, полученные в другие моменты, существенно отклонились от средних значений одновременно в обоих параметрах в сторону меньших значений блеска и пришлось на близкие фазы цикла. Все три пары значений относились к разным циклам, но практически к одной фазе основного периода - к минимуму. Совпадение результатов из разных циклов исключает их случайность. По-видимому, кроме пульсаций с периодом $12.57d$ (см. табл.1), имелись быстрые изменения минимальных значений блеска в течение ~ 15 мин (~ 0.1 периода, рис.4b, d), которые повторялись с интервалами, кратными ~ 154 мин.

Из-за малого количества наблюдений σ Lib в отдельных фазах поиск микропеременности для этой звезды был проведен нами по результатам всех наблюдений с использованием Фурье-анализа. Полученные спектры мощности для звезды σ Lib показали очень широкие максимумы, поэтому периоды были определены с большими ошибками: $p(V_I) = 0.124d$ (179 мин) $\pm 0.067d$ (96 мин) и $p(B_I) = 0.112d$ (162 мин) $\pm 0.035d$ (51 мин). На рис.4 приведен спектр мощности (e) и свернутые результаты (f) для величины V_I (для величины B_I картинка аналогичная). Как видно, представить фазовую зависимость плавной кривой не представляется возможным. На рисунке выделены сильно "отскакивающие" значения. Отклонения их от средних значений хотя бы в одном параметре значимо (с вероятностью

>95%) превышали стандартные отклонения. Минимальные значения блеска повторялись через ~20 мин в каждой из дат JD...8104 и JD...8651. Обе даты относились к эпохе минимума основного цикла.

Нестабильное состояние атмосферы звезды L_2 Pup показали результаты наблюдений [1] в дату JD...8694 (см. табл.2), которая пришлась на минимум кривой блеска ($ph = 0.33$ на рис.1с). Полученный в эту дату большой разброс величин отражал, по-видимому, реальные изменения в атмосфере звезды. Из-за большой амплитуды пульсаций мы не смогли определить у этой звезды быструю переменность с малой амплитудой, хотя она, скорее всего, имела место, как и у других рассмотренных выше звезд.

Итак, для двух исследованных полуправильных гигантов σ Lib и 2 Cep с короткими периодами пульсаций, 10-20 дней, обнаружены быстрые, в течение ~15-20 мин, изменения минимальных значений блеска на $0^m.10-0^m.15$, которые повторялись с интервалами времени, кратными 150-180 мин. Нестабильной была также стадия минимального блеска у звезды L_2 Pup с длинным периодом пульсаций, 140 дней. Рассеяние величин из-за переменности в минимуме этой звезды в течение одной даты составляло $0^m.02-0^m.06$.

7. Заключение. На основе исследования изменений фотометрических величин V_i и B_i полуправильных гигантов типа SR были получены следующие результаты.

Для звезд 2 Cep и σ Lib с короткими периодами пульсаций ~10-20д быстрые изменения блеска до $0^m.10-0^m.15$ продолжались в течение ~15-20 мин в минимуме основного цикла. Повторяемость изменений была кратна 150-180 мин.

Нестабильной была стадия минимального блеска также у звезды L_2 Pup с длинным периодом пульсаций, 140 дней. Рассеяние величин в минимуме из-за переменности составляла $0^m.02-0^m.06$ в течение суток. На переменность излучения в минимуме блеска этой звезды указывалось нами ранее в работе [4]. В ней по результатам спектрофотометрических наблюдений [10,11] было проведено исследование физических условий в атмосфере L_2 Pup на протяжении всего цикла переменности и показано, что в атмосфере звезды происходили крупномасштабные движения и истечения материи, при этом наиболее нестабильной была стадия минимального блеска.

Наличие низкоамплитудной ($<0^m.1$) переменности у нормальных и переменных звезд было получено нами также в работе [14], основанной на анализе данных Пулковского спектрофотометрического каталога [15,16]. Временной масштаб переменности, рассмотренный в этой работе, был не менее 20 мин (время получения одного скана).

У полуправильного гиганта η Gem в трех датах были обнаружены быстрые (за секунды) увеличения блеска до $\sim 0^m.1$, повторяющиеся через

несколько минут (<21 мин) и продолжающиеся в течение почти 10 часов. Такие быстрые и частые вспышки происходили, по-видимому, в поверхностных слоях атмосферы и могли индуцироваться гипотетическим невидимым спутником при максимальном сближении со звездой. Наличие такого спутника, период обращения которого по орбите равен периоду пульсации звезды, требует подтверждения.

Исходя из оценок времени выхода энергии из подфотосферных слоев ($10^5 - 10^6$ с = 1 - 11 суток) [17], можно предположить, что полученные у некоторых звезд быстрые изменения блеска, повторяющиеся с периодом $\sim 11d$, связаны с освобождением энергии на сравнительно небольших глубинах под фотосферой.

Мы не можем объяснить все полученные результаты, требуются дополнительные исследования, чтобы их понять. Но хотим заметить, что почти полвека назад Горбачкий [17,18] писал: "отклонения от плавной кривой блеска обычно рассматриваются как ошибки наблюдений", но они могут "отражать реальные быстрые изменения яркости звезды" [18, стр. 284]. С тех пор сильно изменились приемная аппаратура и методы наблюдений, повысилась точность наблюдений. Стало возможным провести наблюдения со спутника, исключив главный мешающий фактор - атмосферу. На основе заатмосферных наблюдений был создан обширный однородный каталог [1]. Но по-прежнему отклонения от плавной кривой считаются ошибками. Настоящая работа показала, что в большинстве случаев такие отклонения отражают реальные изменения величин, и их надо исследовать.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: rubane@mail.ru e-mail: arkadi@arharov.ru

MICROVARIABILITY AND FAST VARIABILITY OF THE STARS. II. THE SEMIREGULAR RED GIANTS:

1, 2 Pup, 2 Cen, η Gem, σ Lib

E.V.RUBAN, A.A.ARKHAROV

The photometric magnitudes V_I and B_I from Hipparcos catalog 4 semiregular red giants L, Pup, 2 Cen, η Gem, σ Lib (spectral classes M3-M6 III) were investigate to search the microvariability and fast variability of their radiation. It is shown that the low amplitude variability appeared as fast changes in the light minimum of main cycle. For stars 2 Cen and σ Lib the changes of magnitudes achieved $0^m.10-0^m.15$ within 15-20 min. The changes were repeated

through time intervals multiple 150-180 min. For star L, Pup the dispersion of magnitudes was $0^m.02-0^m.06$ within 1 day. Fasten explosions $\sim 0^m.1$ within several seconds with intervals < 21 min were discovered for η Gem. These outbursts could be induced by hypothetic close companion during nearest position to star. At the same time the period of companion should be equal to period of star pulsation. The presence of this companion should be confirmed.

Key words: *stars:red giants:photometry:variability*

ЛИТЕРАТУРА

1. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, ESA 1997.
2. *N.N.Samus, O.V.Durlevich*, В/gcvs, General Catalogue of Variable Stars, Samus+, 2007-2009.
3. *Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков*, *Астрофизика*, **52**, 421, 2009.
4. *Е.В.Рубан, А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.В.Новиков*, *Астрофизика*, **52**, 99, 2009.
5. *T.R.Bedding, A.A.Zijlstra, A.Jones et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **337**, 79, 2002.
6. *Jim Kaler*, <http://stars.astro.illinois.edu/sow/sowlist.htm>
7. *D.B.McLaughlin, S.E.A. van Dijke*, *Astrophys. J.*, **100**, 63, 1944.
8. *H.Schewick*, *AN*, **279**, 65, 1950.
9. *Bela Hassforther*, "Eta Geminorum - wirklich ein Bedeckungsveränderlicher?"
10. *G.A.Alekseeva, V.D.Galkin, I.N.Nikanorova, V.V.Novikov*, *Baltic Astron.*, **3**, 361, 1994.
11. *Е.В.Рубан, Г.А.Алексеева, А.А.Архаров и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **32**, 672, 2006.
12. *N.J.Woolf*, *The Observatory*, **83**, 260, 1963.
13. *J.R.Percy et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **113**, 983, 2001.
14. *А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Е.В.Рубан*, *Изв. ГАО*, **215**, 5-20, 2000.
15. *G.Alexeeva, A.Arkharov, V.Galkin et al.*, *Pulkovo Spectrophotometric Catalogue of Bright Stars in the Range from 32 to 1080 nm*, *Baltic Astron.*, **5**, 603, 1996.
16. *G.Alexeeva, A.Arkharov, V.Galkin et al.*, *Pulkovo Spectrophotometric Catalogue of Bright Stars in the Range from 32 to 1080 nm. F Supplement*, *Baltic Astron.*, **6**, 481, 1997.
17. *В.Г.Горбачкий*, *ДАН*, **144**, 738, 1962.
18. *В.Г.Горбачкий, И.Н.Минин*, *Нестационарные звезды*, М., изд.физ.-мат. с.355, 1963.

СЛОЖНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ CP-ЗВЕЗДЫ HD142301

Ю.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 7 июля 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

Построены модели магнитного поля He-w звезды HD142301. Наблюдательные данные хорошо описываются моделью диполя, смещенного поперек оси на величину 0.6 радиуса звезды. Однако фазовая зависимость интенсивности линии $\text{HeI}\lambda 4026\text{\AA}$ лучше соответствует модели, предполагающей наличие четырех монополей (или двух диполей), смещенных на расстояние 0.4 радиуса звезды от центра. Расстояние между монополями в обеих моделях сравнимо с радиусом звезды, что указывает на то, что источником магнитного поля являются "длинные" диполи, а не "точечные" диполи.

Ключевые слова: *звезды: магнитные поля - объект: HD142301*

1. *Введение.* Этой работой мы продолжаем серию публикаций, содержащих результаты исследования особенностей структур магнитных полей химически пекулярных звезд. Звезда HD142301 (He-w) интересна тем, что она имеет негармоническую фазовую зависимость продольного эффективного магнитного поля B_e от фазы периода вращения [1]. Вследствие недостаточного количества наблюдательных данных моделирование может привести лишь к приблизительным, качественным результатам, тем не менее они достаточно интересны и показывают разнообразие свойств магнитных звезд. Поскольку магнитное поле измерялось по линии водорода $\text{H}\beta$, то влияние неравномерного распределения химических элементов практически исключается. В работе [1] определен угол наклона оси вращения к лучу зрения в пределах $i = 20^\circ - 40^\circ$. Мы используем среднее значение $i = 30^\circ$. Здесь определены также некоторые параметры магнитного поля, определенные при предположении модели центрального диполя. Оказалось, что угол наклона оси диполя к оси вращения $\beta = 70^\circ - 85^\circ$.

Для вычисления модели магнитного поля мы пользуемся методом "магнитных монополей", или "зарядов", описанным в работах [2,3].

2. *Модель центрального диполя.* Как обычно, первым шагом моделирования является построение модели центрального диполя. Методом последовательных приближений мы достигаем наилучшего совпадения вычисленной и наблюдаемой фазовой зависимости (по наименьшим квадратам). Полученные параметры приведены в табл.1. Здесь λ - долгота,

δ - широта монополя, B_p - величина поля на магнитных полюсах и B_s - среднее поверхностное магнитное поле: $B_s = (B_s(\max) + B_s(\min))/2$. Фазовая зависимость $B_s(\Phi)$ получается из модели. В результате мы также получили $\beta = 80^\circ$, как и в работе [1]. В случае центрального диполя величина B_p на обоих полюсах одинаковая.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ДИПОЛЯ

Знак монополя	Долгота монополя, λ	Широта монополя, δ	B_p , Гс	B_s , Гс
-	$0^\circ \pm 2^\circ$	$10^\circ \pm 2^\circ$	$\pm 10980 \pm 1500$	6593 ± 750
+	180 ± 2	-10 ± 2		

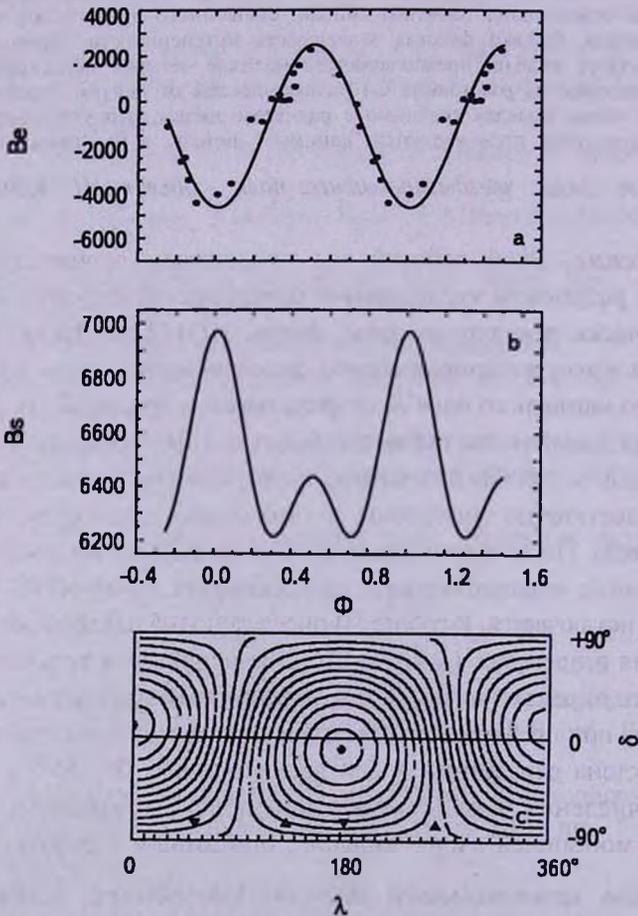


Рис.1 Результаты моделирования магнитного поля HD142301 при предположении центрального диполя. а - точки-наблюдения продольного магнитного поля B_s , сплошная кривая - модельная зависимость; б - вычисленная из модели фазовая зависимость среднего поверхностного магнитного поля B_s ; в - распределение магнитного поля по поверхности звезды (подробности в тексте).

На рис.1а показана фазовая зависимость наблюдаемых величин продольного магнитного поля (точки) и вычисленная зависимость (сплошная кривая). На рис.1б приведена вычисленная фазовая зависимость среднего поверхностного магнитного поля $B_s(\Phi)$. Поскольку звезда видна под небольшим углом от оси вращения, амплитуда B_s невелика, около 750 Гс. Распределение магнитного поля по поверхности показано на рис.1с. Характерно, что диполь лежит близко к плоскости экватора вращения. Все ошибки вычисляются при предположении ошибки $v \sin i$ равной ± 5 км/с.

3. *Модель смещенного диполя I.* Фазовая зависимость явно не гармоническая, если добиваться наименьшей величины χ^2 . Расстояние между экстремумами равно $\Delta\Phi = 0.4$ (и, соответственно 0.6). Это значит, что монополи разделены по долготе не на 180° , как в случае центрального диполя, а с одной стороны меньше. Методом последовательных

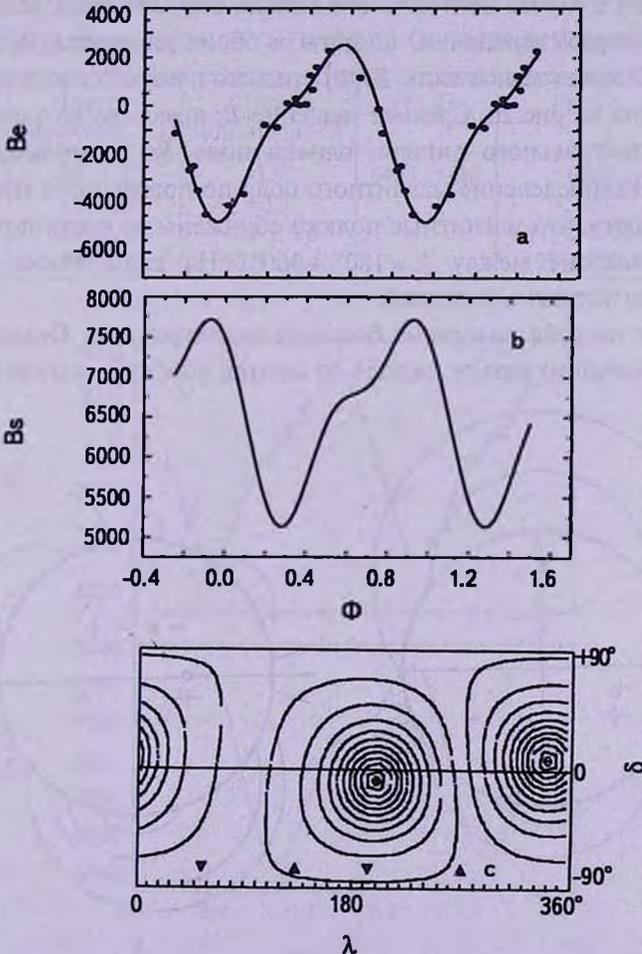


Рис.2 Результаты моделирования магнитного поля HD142301 при предположении смещенного диполя в первом варианте. Обозначения как на рис.1

приближений получен наилучший вариант зависимости $B_e(\Phi)$, параметры которого приведены в табл.2, а на рис.2а показаны наблюдаемые и вычисленные фазовые зависимости. Видно, что они хорошо соответствуют друг другу. Как оказалось, это смещенный диполь, причем оба монополя находятся на расстоянии от центра звезды на $\Delta a = 0.6$ ее радиуса.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СМЕЩЕННОГО ДИПОЛЯ

Знак монополя	Долгота монополя, λ	Широта монополя, δ	B_s , Гс	B_p , Гс	Δa
-	$340^\circ \pm 2^\circ$	$8^\circ \pm 2^\circ$	6630 ± 730	$\pm 26180 \pm 3600$	0.55 ± 0.05
+	200 ± 2	-8 ± 2			

Так же, как в случае центрального диполя оба монополя лежат вблизи плоскости экватора вращения, широты в обоих вариантах практически одинаковые. Фазовая зависимость $B_s(\Phi)$ среднего поверхностного магнитного поля приведена на рис.2б. Среднее значение B_s практически такое же, как в варианте центрального диполя, однако поле B_p на полюсах сильно различается. Распределение магнитного поля по поверхности показано на рис.2с, где видно, что магнитные полюса сближены на части поверхности звезды в диапазоне между $\lambda = 180^\circ - 360^\circ$. На карте также показано положение магнитных монополей.

Обращает на себя внимание большая величина Δa . Оказалось, что только при большом сдвиге диполя от центра хорошо выделяется "горб"

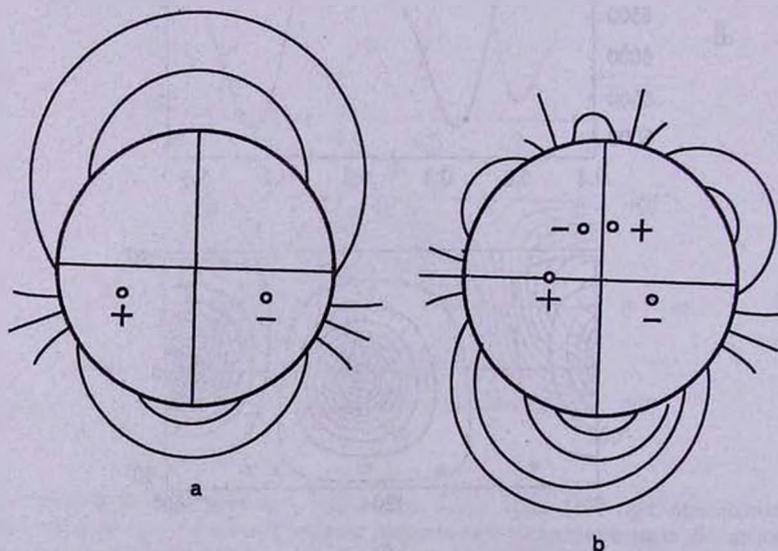


Рис.3 Схемы расположения монополей в первом (а) и во втором (б) варианте моделирования.

на восходящей части фазовой зависимости $\Phi \sim 0.3$. На рис.3а показана схема расположения магнитных монополей внутри звезды (вид со стороны полюса вращения). Интересно то, что здесь нет "точечного" диполя, размеры которого должны быть сравнимы с размерами кольцевых токов в звезде. Получается, что мы имеем дело с "длинным диполем", типа магнитного стержня. Такая схема наблюдается и у других звезд, например HD21699, которые мы исследовали раньше [4]. Природа такой структуры поля неясна.

4. *Другой вариант модели смещенного диполя II.* Как оказалось, существует еще один вариант модели, который хорошо соответствует наблюдаемой фазовой зависимости. Это вариант с четырьмя монополями, как в случаях звезд HD32633, HD37776 [5,6]. Параметры

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ЧЕТЫРЬМЯ МОНОПОЛЯМИ

Знак монополя	Долгота монополя, λ	Широта монополя, δ	B_s , Гс	B_p , Гс	Δa
+	$80^\circ \pm 2^\circ$	-3.5°	6425 ± 730	+6000:	0.4:
-	110 ± 2	+3.5:		-5000:	0.4:
+	180 ± 2	-3.5 ± 0.5		+17920 \pm 2500	0.4 ± 0.5
-	340 ± 2	$+3.5 \pm 0.5$		-19370 \pm 2500	0.4 ± 0.5

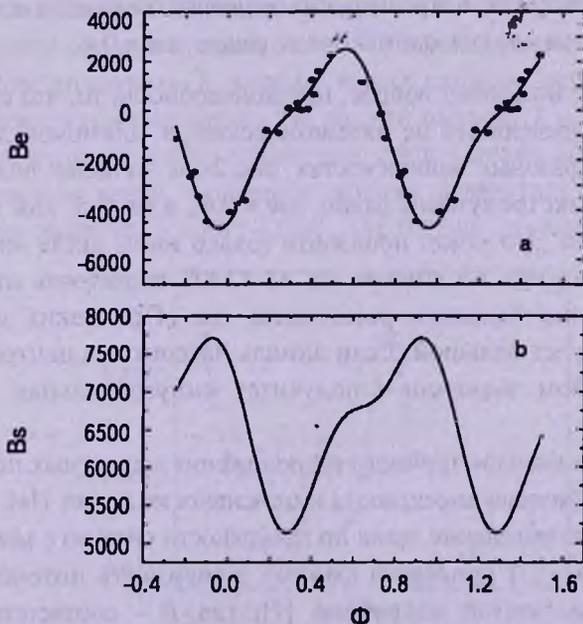


Рис.4 Результаты моделирования магнитного поля HD142301 при предположении смещенного диполя во втором варианте. Обозначения как на рис.1.

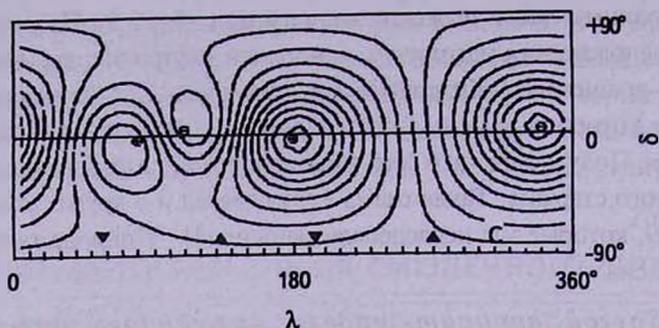


Рис.4 Продолжение.

такой модели приведены в табл.3. Вычисленные зависимости $Be(\Phi)$ и $Bs(\Phi)$ приведены на рис.4а,б, схема расположения монополей дана на рис.3б. Видно, что зависимости $Be(\Phi)$ и $Bs(\Phi)$ практически одинаковые с предыдущими. Положение монополей на $\lambda = 180^\circ$ и 340° очень близко к предыдущему варианту, именно они, в основном, определяют форму фазовых зависимостей и распределение напряженности по поверхности (см. рис.2с и 4с). Нельзя считать, что структура мелких деталей вблизи $\lambda \sim 90^\circ$ на меркаторской карте рис.4с именно такая, но в том, что она сложная, можно будет убедиться далее.

Полученная модель подтверждает расположение магнитных монополей вблизи плоскости экватора вращения. Среднее поверхностное поле получилось таким же, как в предыдущих моделях. Величина смещения монополей от центра звезды одинакова и равна $\Delta a = 0.4$.

5. Заключение. Возникает вопрос, правдоподобно ли то, что структура магнитного поля определяется не математическим, а "длинным" диполем. На наблюдаемых фазовых зависимостях рис.2а и 4а ясно видно, что расстояние между экстремумами равно $\Delta\Phi = 0.4$, а не 0.5, как в случае центрального диполя. Это может произойти только тогда, когда магнитные монополи будут отстоять по долготе на $\Delta\delta < 180^\circ$ и отстоять от центра звезды на достаточно большом расстоянии Δa . При таких условиях величина I всегда будет большой. Если диполь находится в центре звезды ($\Delta a = 0$), при любом значении I получится синусоидальная фазовая зависимость.

Подтверждением несимметричного расположения магнитных полюсов у HD142301 является фазовая зависимость интенсивности линии HeI $\lambda 4026\text{\AA}$ [7]. Известно, что распределение гелия по поверхности связано с магнитным полем [8]. На рис.5 в [7] приведена фазовая зависимость интенсивности $I = 1/R$ этой линии, взятой из работы [7], где R - соответствующий фотометрический параметр. Линии гелия имеют минимальную интенсивность в фазах 0.16 и 0.54, максимальную - в фазах 0.37 и 0.75. На рис.1с, 2с

и 4π эти фазы обозначены стрелками вниз и вверх, соответственно. Видно, что положение стрелок не соответствует симметричному расположению магнитных полюсов на рис. 1а для центрального диполя. В соответствии с расчетами [8] известно, что у звезд He-w на фоне общего ослабления гелия по поверхности в полюсах гелий становится слабее вследствие беспрепятственной диффузии вглубь вдоль силовых линий под действием гравитации, а между полюсами он сильнее вследствие более трудной диффузии вглубь поперек силовых линий.

Модель центрального диполя (рис. 1с). Нанесенные стрелки показывают, что на положительном магнитном полюсе, как и ожидается, гелий действительно ослаблен, а на $\lambda = 270^\circ$ он усилен. Но на $\lambda 58^\circ$ и 133° минимум и максимум гелия попадают в область между магнитными полюсами, где не должно быть минимума. Минимум отсутствует на $\lambda = 335^\circ$ в области отрицательного полюса. Очевидно, что симметричная структура поля не соответствует ожидаемому поведению гелия.

Модель смещенного диполя I (рис. 2с). В этом варианте гелий тоже ослаблен в положительном полюсе и усилен на магнитном экваторе. Однако экстремумы $\lambda 58^\circ$ и 133° гелия тоже не укладываются в предполагаемую схему.

Модель смещенного диполя II (рис. 4с). На положительном полюсе и между полюсами гелий ведет себя так же, как в предыдущих случаях. На $\lambda = 133^\circ$ гелий сильнее в области горизонтальных силовых линий, как и ожидается. На $\lambda = 58^\circ$ минимальная сила линий He не совпадает с максимумом отрицательного поля. Это тоже трудность в данной модели. Но в этом диапазоне λ хорошо видна сложная структура магнитного поля. Теоретически минимум He должен быть на $\lambda = 335^\circ$, где находится максимум отрицательного магнитного поля. Однако можно предположить, что минимум гелия смещается вправо вследствие влияния сложной структуры поля на $\lambda = 40^\circ - 130^\circ$, где близко расположены максимумы

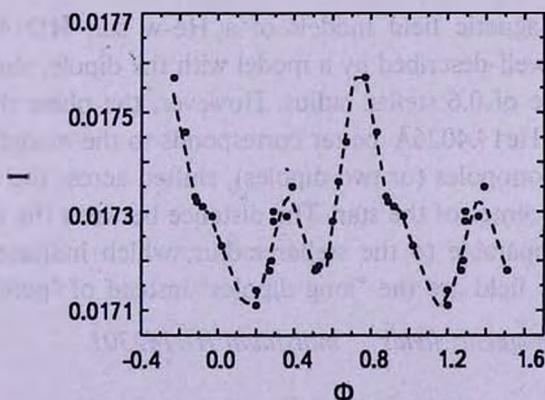


Рис. 5 Изменение интенсивности I линии He I 44026A с фазой периода вращения.

магнитного поля и где гелий тоже должен быть ослаблен. По-видимому, ослабление гелия происходит по всей области $\lambda = 335^\circ - 130^\circ$. По форме зависимости $I(\Phi)$ на рис.5 тоже видно, что характер распределения гелия на фазах 0 - 0.5 и 0.5 - 1 различен. В случае центрального диполя правая и левая части относительно $\Phi = 0.5$ должны быть одинаковыми.

Очевидно, что модель II смещенного диполя более правильная, потому что она указывает на наличие сложной структуры поля вблизи области $\lambda = 40^\circ - 130^\circ$, объясняющей характер переменности линии гелия. Для более определенных выводов необходимы дополнительные измерения магнитного поля и использование методики точного решения обратной задачи.

Пример звезды HD142301 показывает, что встречаются звезды с сильными локальными нарушениями структуры магнитного поля. Такая информация исключительно интересна с точки зрения происхождения и эволюции магнитных полей CP-звезд. Интересен также вопрос, что обсуждаемые деформации магнитного поля произошли в начальные моменты рождения магнитной звезды или они возникли в процессе более поздней эволюции, скажем при выпадении на звезду больших аккрецирующих масс.

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

THE COMPLEX STRUCTURE OF MAGNETIC FIELD OF STAR HD 142301

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

We constructed magnetic field models of a He-w star HD142301. The observational data are well-described by a model with the dipole, shifted across the axis by the distance of 0.6 stellar radius. However, the phase dependence of the intensity of line HeI $\lambda 4026\text{\AA}$ better corresponds to the model supposing the presence of four monopoles (or two dipoles), shifted across the axis by 0.4 stellar radius from the center of the star. The distance between the monopoles in both models is comparable to the stellar radius, which indicates that the source of the magnetic field are the "long dipoles" instead of "point dipoles".

Key words: *stars:magnetic fields - individual:HD142301*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.D.Landstreet, E.F.Borra, G.Fontaine*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 188, 609, 1979.
2. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, in Magnetic fields of chemically peculiar and related stars, ed. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, Moscow, 2000, p.151.
3. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, in Magnetic stars, ed. Yu.V.Glagolevskij, D.O.Kudryavtsev, I.I.Romanyuk, Nizhnij Arkhyz, 2004, p.152.
4. *Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов*, Астрофизика, 50, 441, 2007.
5. *Ю.В.Глаголевский, Е.Герт*, Бюлл. САО, 63, 200, 2008.
6. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in Magnetic fields across the HR diagram, ed. G.Mathys, S.K.Solanski, D.T.Wickramasinghe, ASP Conf., Ser. V, 2001, p.158.
7. *H.Pedersen, B.Thomsen*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 30, 11, 1977.
8. *G.Michaud*, Astrophys. J., 160, 641, 1970.

О ЦИКЛИЧНОСТИ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

А.А.АКОПЯН

Поступила 25 июля 2010

Принята к печати 8 сентября 2010

В работе рассмотрены методы обнаружения вероятных циклов вспышечной активности у вспыхивающих звезд и определения их продолжительности. Предложен новый метод обнаружения цикла вспышечной активности и определения ее продолжительности при предположении о периодическом характере вспышечной активности. Разработанный метод применен к двум звездам из списка вспыхивающих звезд скопления Плеяды, Тон91 и Тон377. Подтверждено существование переменной вспышечной активности у обеих звезд, оценены периоды - $P = 15.2$ года и $P = 17.7$ года, соответственно для Тон91 и Тон377.

Ключевые слова: *вспыхивающие звезды:активность:цикличность*

1. *Введение.* Изменение вспышечной активности звезд со временем имеет, по крайней мере, два компонента. Долговременные или вековые изменения вспышечной активности, которые происходят в масштабах времени сравнимых с продолжительностью вспышечной стадии, можно исследовать путем сравнения систем вспыхивающих звезд разных возрастов [1]. Более кратковременные изменения вспышечной активности, с характерным временем изменения от нескольких до нескольких десятков лет, можно обнаружить и исследовать непосредственно. Некоторые данные указывают на возможный циклический характер этих изменений [2-18].

Кроме вспышечной активности у вспыхивающих звезд подозревается наличие циклической активности типа солнечной. Проблема существования и взаимосвязи двух типов активности представляет несомненный интерес. Определение и сравнение этих двух циклов активности могут стать решающими в этой проблеме.

Свидетельства о возможных циклах активности (типа солнечного) вспыхивающих звезд получены при обработке данных широкополосных фотоэлектрических наблюдений вспыхивающих звезд окрестности Солнца. Данные о циклических изменениях фотосферного излучения вспыхивающих звезд в спокойном состоянии были получены также при сравнении фотографических данных, хранящихся в разных астрофототеках. Фотографический метод менее чувствительный и позволяет обнаружить изменения с амплитудой более 0.5 звездных величин.

Для обнаружения циклов вспышечной активности используются параметры, характеризующие именно вспышечную активность звезд - частоты и энергии звездных вспышек. При этом, в подавляющем большинстве, исследовались вспыхивающие звезды окрестности Солнца - EV Lac, AD Leo, UV Cet, BY Dra [11-18]. Часто полученные результаты носят противоречивый характер.

Изменение вспышечной активности вспыхивающих звезд скопления и других звездных систем рассматривалось в работах [4,7]. В работе [4], для звезд скопления Плеяды, наблюдательный период времени был разбит на две примерно равные части и были вычислены теоретические отношения числа вспыхивающих звезд, показавших по k вспышек в каждом интервале ($n_{k,k}$), k числу звезд, показавших по $2k$ вспышек за весь период n_{2k} . Сравнение теоретических и наблюдаемых отношений показало, что для всех значений k теоретически ожидаемые значения больше соответствующих наблюдаемых. Согласно [4], это согласуется с предположением о цикличности вспышечной активности вспыхивающих звезд скопления Плеяды.

Другой подход использован в работе Парсамян и Эндрюса [7]. Из списка вспыхивающих звезд ассоциации Ориона для дальнейшего исследования были выбраны звезды, показавшие по 5 и более вспышек. Весь наблюдательный период времени был разбит на две части, и по наблюдаемой частоте вспышек в первом интервале вычислялось теоретически ожидаемое число вспышек во втором интервале и его дисперсия. Если теоретически ожидаемое число вспышек во втором интервале значительно отличалось от соответствующего наблюдаемого числа, то данная звезда подозревалась в переменной вспышечной активности. В основе этих способов - обнаружение отклонения наблюдательных данных от теоретического пуассоновского распределения.

В работе [8] был рассмотрен вопрос, является ли последовательность вспышек стационарным пуассоновским процессом или кусочно-стационарным, при котором в отдельных интервалах времени наблюдений параметр пуассоновского распределения (частота вспышек) имеет разные значения? Для этого был использован критерий отношения правдоподобия, основанный на статистике

$$\Lambda = \sup_{\tau} \sup_{v_1} \sup_{v_2} \inf_v \ln L_{H_1/H_0} =$$

$$= \sup_{\tau} \sup_{v_1} \sup_{v_2} \inf_v (vT - n \ln v + (n - \kappa_{\tau}) \ln v_2 - v_2(T - \tau) + \kappa_{\tau} \ln v_1 - v_1 \tau), \quad (1)$$

где $\ln L_{H_1/H_0}$ - логарифм отношения правдоподобия, H_0 - гипотеза о постоянной частоте, H_1 - гипотеза об изменении частоты, τ - момент изменения частоты, T - полное время наблюдений, v - частота вспышек при предположении о ее постоянстве, v_1 - частота вспышек до предполагаемого момента изменения частоты, v_2 - частота вспышек после предполагаемого момента изменения частоты, κ_{τ} - количество зарегистри-

рованных вспышек за время τ , n - количество зарегистрированных вспышек за время T ($n = \kappa_T$).

Из (1) следует:

$$\Lambda = n \sup_{\tau} K \left(\frac{\kappa_{\tau}}{n}, \frac{\tau}{T} \right),$$

где

$$K(p, r) = p \ln \frac{p}{r} + (1-p) \ln \frac{(1-p)}{(1-r)}.$$

Для учета неустойчивости статистики Λ вблизи краев выборки в работе было предложено использовать также взвешенные статистики

$$\Lambda_1 = \frac{2\kappa_{\tau}}{n} \left(1 - \frac{\kappa_{\tau}}{n} \right) \Lambda, \quad \Lambda_2 = n \sup \left| \frac{\kappa_{\tau}}{n} - \frac{\tau}{T} \right|.$$

Используя статистики $\Lambda, \Lambda_1, \Lambda_2$ в работах [8-10], были исследованы как вспышковые звезды окрестности Солнца (EQ Peg, UV Cet, YZ CMi, CN Leo), так и вспышковые звезды скопления Плеяды и ассоциации Ориона.

Изложенный выше метод позволяет обнаружить изменение вспышечной активности и приблизительно оценить вероятный момент изменения. Однако он не позволяет оценить продолжительность цикла, которая является важнейшей характеристикой вспышечной активности и ее даже грубое определение представляет значительный интерес. Можно считать достоверно установленным (в частности, на примере Солнца) существование у звезд нескольких циклов, связанных с разными физическими параметрами. Уже одно сравнение продолжительности этих циклов может дать ценную информацию о взаимосвязи этих циклов.

Для определения возможного цикла необходимо определить не только начальный момент цикла, но и конечный. Предположим, что до момента времени τ_1 уровень вспышечной активности характеризуется частотой вспышек ν_1 , а после этого до момента τ_2 - частотой ν_2 , после чего звезда опять возвращается на прежний уровень активности. В этом случае отношение правдоподобий можно представить следующим образом:

$$L_{H_1/H_0} = \frac{(\nu_1 \tau_1)^{n_1} e^{-\nu_1 \tau_1} [\nu_2 (\tau_2 - \tau_1)]^{n_2} e^{-\nu_2 (\tau_2 - \tau_1)} [\nu_1 (t - \tau_2)]^{n - (n_1 + n_2)} e^{-\nu_1 (t - \tau_2)}}{(\nu \tau_1)^n e^{-\nu \tau_1} [\nu (\tau_2 - \tau_1)]^{n_2} e^{-\nu (\tau_2 - \tau_1)} [\nu (t - \tau_2)]^{n - (n_1 + n_2)} e^{-\nu (t - \tau_2)}}.$$

Соответственно,

$$\Lambda = \sup_{\tau_1, \tau_2} \left[n_2 \ln \left(\frac{n_2}{(\tau_2 - \tau_1)} \right) + (n - n_2) \ln \left(\frac{(n - n_2)}{(t - \tau_2 + \tau_1)} \right) - n \ln \left(\frac{n}{t} \right) \right].$$

Значения τ_1, τ_2 , при которых достигается максимальное значение Λ , соответствуют моментам переходов от одного уровня активности к другому. Соответственно, величина $\tau_2 - \tau_1$ будет оценкой продолжительности цикла.

В данной работе рассматривается другая вероятная модель поведения вспышечной активности, а именно, периодическое изменение активности.

2. *Описание метода.* Предположим, что вспышечная активность меняется периодически по синусоидальному закону.

Хорошо известно, что пуассоновский процесс представляется системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dp_0}{dt} &= -\nu p_0, \\ \frac{dp_k}{dt} &= -\nu p_k + \nu p_{k-1}, \quad k = 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

где, в нашем случае, p_k - вероятность того, что за время t звезда покажет k -вспышек, ν - средняя частота вспышек, которая обычно считается постоянной.

Теперь, предположим, что средняя частота вспышек представляет собой простую периодическую функцию:

$$\nu(t) = \nu_0(1 + a \sin \omega t), \quad 0 \leq a \leq 1. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (2), можно получить, что вероятность обнаружения k -вспышек в интервале времени $[(t+\tau)-t]$ равна

$$p_k = \frac{(\nu_0 T)^k e^{-\nu_0 T}}{k!},$$

где

$$T = \int_t^{t+\tau} (1 + a \sin \omega t) dt.$$

В частности,

$$p_0 = e^{-\nu_0 \tau} \exp \left[-\frac{2\nu_0 a}{\omega} \sin \omega \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \sin \frac{\omega \tau}{2} \right].$$

Когда $\omega \tau \ll 1$, то

$$T = \tau + a \tau \sin \left(\omega t + \frac{\omega \tau}{2} \right).$$

Отношение правдоподобий можно представить в следующем виде:

$$L_{H_1/H_0} = \frac{\prod_{i=1}^j \left[\nu_0 \tau_i + \nu_0 a \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right) \tau_i \right]^{k_i} \exp \left[-\nu_0 \tau_i - \nu_0 a \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right) \tau_i \right]}{\prod_{i=1}^j (\bar{\nu} \tau_i)^{k_i} \exp(-\bar{\nu} \tau_i)},$$

где t_i - момент (дата) i -того сезона наблюдений, τ_i - продолжительность этого же сезона, k_i - число вспышек за сезон, ψ - фаза наблюдений, $\bar{\nu}$ - частота вспышек при предположении о ее постоянстве.

Соответственно, статистика Λ определяется как:

$$\Lambda = \sup_{v_0} \sup_a \sup_{\omega} \sup_{\psi} \inf_{\bar{v}} \ln L_{H_1/H_0}.$$

Ее можно определить, решая (в работе применен метод последовательных приближений) систему уравнений:

$$\frac{\partial \ln L}{\partial v_0} = 0, \quad \frac{\partial \ln L}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial \ln L}{\partial \omega} = 0, \quad \frac{\partial \ln L}{\partial \psi} = 0$$

относительно v_0, a, ω, ψ . В явном виде система имеет следующий вид:

$$v_0 = \frac{\sum_{i=1}^j k_i}{\sum_{i=1}^j \left(\tau_i + a \tau_i \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right) \right)},$$

$$\sum_{i=1}^j \left[\frac{k_i}{\tau_i + a \tau_i \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right)} \right] \left[\tau_i \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right) \right] = \sum_{i=1}^j v_0 \tau_i \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right),$$

$$\sum_{i=1}^j \left[\frac{k_i}{\tau_i + a \tau_i \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right)} \right] \left[a \tau_i \cos \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right) \right] = \sum_{i=1}^j v_0 a \tau_i \cos \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right),$$

$$\sum_{i=1}^j \left[\frac{k_i}{\tau_i + a \tau_i \sin \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right)} \right] \left[a \tau_i \left(t_i + \frac{\tau_i}{2} \right) \cos \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right) \right] =$$

$$= \sum_{i=1}^j v_0 a \tau_i \left(t_i + \frac{\tau_i}{2} \right) \cos \left(\omega t_i + \omega \frac{\tau_i}{2} + \psi \right).$$

Из-за наличия тригонометрического члена решение системы получается неоднозначным. Однако, как показали численные эксперименты, в подавляющем большинстве случаев можно избежать этой неоднозначности, задавая разумными значениями искомым величин, в частности, периода функции (3). Очевидно, что искомым период должен быть достаточно большим, чтобы на каждый период приходилось несколько (не меньше 5-6-ти) наблюдательных сезонов, но не может быть значительно больше всего периода наблюдений за звездой.

После получения решения для ее статистического обоснования необходимо также:

1. *Оценить статистическую значимость полученных результатов.* Статистика Λ является сравнительной характеристикой и показывает насколько гипотеза H_1 "вероятнее" гипотезы H_0 . Из определения Λ

следует, что во всех случаях $\Lambda > 0$, т.е. наблюдательные данные всегда лучше будут соответствовать гипотезе изменения вспышечной активности. Поэтому возникает вопрос, при каких значениях Λ переменность вспышечной активности будет статистически обоснована? Для ответа на этот вопрос необходимо провести численное моделирование.

2. Сравнить теоретически вычисленные количества вспышек с наблюдаемыми. Для этого можно использовать хорошо известные критерии, например χ^2 .

Поскольку для каждой исследуемой вспыхивающей звезды окрестности Солнца или системы вспыхивающих звезд имеем разный набор величин, описывающих хронологию наблюдений, а именно: количество сезонов наблюдений - j , моменты наблюдений - t_j и их продолжительность - τ_j , то возникает необходимость проведения численных экспериментов для каждой звезды или звездной системы отдельно. В табл.1 приводится набор этих значений для системы Плеяд ($t=1$ соответствует 01.01.1962г.).

Для вычисления τ_j был использован способ, предложенный Амбарцумяном [19]. Особенностью астрономических наблюдений является то, что из-за смены дня и ночи и погодных условий невозможно получить длинный ряд непрерывных наземных наблюдений. Амбарцумян ввел понятие "условного времени", состоящее из последовательно "склеенных" отрезков наблюдений. Отношение момента условного времени вспышки t к общему времени наблюдений T можно принять равным отношению порядкового номера вспышки к общему числу вспышек n . Это следует из предположения о стационарности потока вспышек данной системы.

Соответственно, $\tau_j = k_j T / n$, где k_j - число вспышек в интервале $(t_{j-1} - t_j)$.

Таблица 1

ХРОНОЛОГИЯ НАБЛЮДЕНИЙ СИСТЕМЫ ПЛЕЯД

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
t_j (год)	1.14	1.88	2.82	3.91	4.93	5.99	6.94	7.90	8.91	9.85
τ_j (год)	0.0050	0.0151	0.0112	0.0146	0.0119	0.0072	0.0296	0.0370	0.0151	0.0518
i	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
t_j (год)	10.89	11.90	12.91	13.94	14.85	15.94	16.79	17.82	18.86	19.94
τ_j (год)	0.0619	0.0220	0.0174	0.0146	0.0043	0.0179	0.0076	0.0081	0.0081	0.0017

3. Применение к звездам Тон 91 и Тон 377 = НII 2411. Среди вспыхивающих звезд звездных систем из-за малого количества вспышек очень мало звезд, к которым можно применить предлагаемые методы. В данной работе методы применены к звездам Тон 91 и Тон 377 = НII 2411 из каталога вспыхивающих звезд системы Плеяды [20], которые показали 32 и 120 вспышек, соответственно.

Эти звезды ранее были заподозрены в переменной вспышечной активности [9,21]. В работе [21] были также определены вероятные периоды цикличности (3060^d.4 и 23^d.8) звезды Тон 377 = ПИ 2411.

Распределения вспышек по сезонам наблюдений приведены во 2-й и 5-й колонках табл.2.

Таблица 2

НАБЛЮДАЕМЫЕ И ОЖИДАЕМЫЕ ЧИСЛА ВСПЫШЕК

i	k _i (Тон 377)			k _i (Тон 91)		
	obs.	exp.(H ₀)	exp.(H ₁)	obs.	exp.(H ₀)	exp.(H ₁)
1	2	1.66	2.29	0	0.44	0.85
2	5	4.99	7.42	6	1.33	2.55
3	7	3.72	5.91	1	0.99	1.81
4	9	4.83	7.90	0	1.29	2.06
5	10	3.96	6.36	2	1.06	1.39
6	5	2.37	3.57	0	0.63	0.63
7	10	9.89	13.37	1	2.62	1.93
8	16	12.27	14.57	3	3.27	1.77
9	1	4.99	4.95	2	1.33	0.59
10	13	17.18	14.07	1	4.58	2.12
11	17	20.50	13.59	2	5.47	3.33
12	4	7.28	4.13	2	1.94	1.65
13	2	5.78	3.10	3	1.54	1.77
14	4	4.83	2.79	1	1.29	1.87
15	0	1.43	0.95	0	0.38	0.64
16	5	5.94	4.96	5	1.58	2.96
17	4	2.53	2.51	2	0.67	1.30
18	1	2.69	3.21	0	0.72	1.34
19	4	2.69	3.71	1	0.72	1.20
20	1	0.55	0.85	0	0.15	0.21

С использованием данных табл.1 и 2, получены оценки для искомым величин. Полученные решения приведены в табл.3.

Согласно полученным решениям, можно заподозрить периодическую вспышечную активность с периодом $P=15.2$ года у звезды Тон 91. Для

Таблица 3

ЗАВИСИМОСТЬ ЧАСТОТЫ ВСПЫШЕК ОТ ВРЕМЕНИ ДЛЯ ЗВЕЗД Тон 91 И Тон 377

Общий вид решения - $v(T)=v_0[1+asin(\omega t+\psi)]$					
Звезда	v_0 (год ⁻¹)	a	ω (год ⁻¹)	ψ	Λ
Тон 91	104.2	0.629	0.412	0.924	4.950
Тон 377	359.8	0.507	0.355	0.150	8.362

звезды Тон 377 = ПИ 2411 период равен $P = 17.7$ года, что примерно вдвое превышает соответствующее значение, полученное в работе [21]. Трудно сказать, чем обусловлена такая разница и является ли она случайной? Возможно, что для ответа на вопрос потребуются дополнительные исследования, в частности, сравнительный анализ примененных методов.

Для оценки статистической достоверности полученных результатов было проведено численное моделирование (количество экспериментов - 200) для каждой звезды отдельно. В каждом эксперименте для заданной частоты $\bar{v} = n/T$, где n - полное число вспышек, T - полное время наблюдений за звездами (для исследуемых звезд $T = 3175$ ч), с помощью генератора случайных пуассоновских чисел генерируется количество вспышек - k_i в интервалах τ_i и вычисляются соответствующие значения $v_0, \omega, \psi, a, \Lambda$. На рис.1 приводятся основные результаты численного моделирования для звезды Тон 377 = ПИ 2411 - плотность распределения величины Λ в графическом виде и крыло того же распределения со стороны больших значений Λ в численном виде.

Как видно из табл.3 и рис.1, крайне маловероятно, что обнаруженный нами период вспышечной активности звезды Тон 377 = ПИ 2411 является ложным. То же самое имеет место и для звезды Тон 91.

Используя полученные решения, можно вычислить ожидаемые числа вспышек и сравнить их с наблюдаемыми. Вычисленные значения (при гипотезе H_1) приводятся в четвертом и седьмом столбцах табл.2. Там же, в третьем и шестом столбцах приводятся ожидаемые значения числа вспышек, при предположении о постоянной вспышечной активности с

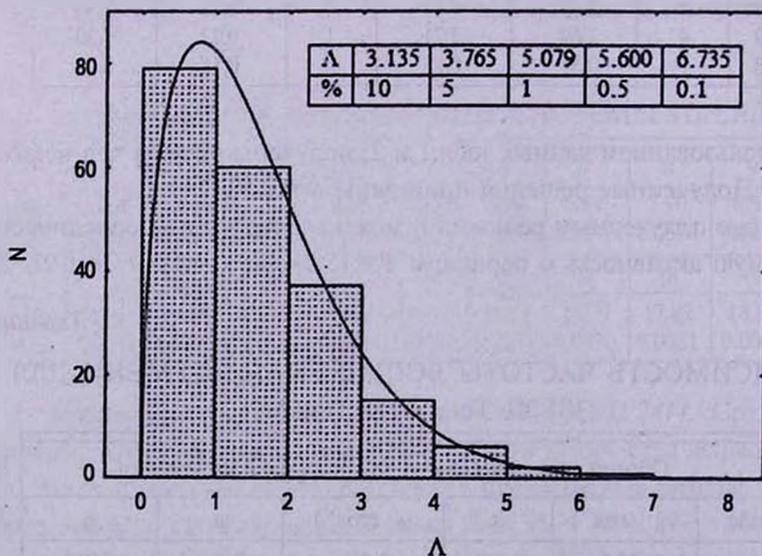


Рис.1. Распределение статистической величины Λ в результате численного моделирования для звезды Тон 377.

частотой $\bar{\nu} = n/T$ (гипотеза H_0).

Применение критерия χ^2 с уровнем значимости 0.05, показало, что в обоих случаях наблюдаемые значения согласуются с вычисленными только при гипотезе H_1 .

4. *Заключение.* В работе рассмотрены методы обнаружения вероятных циклов вспышечной активности у вспыхивающих звезд и определения их продолжительности. Ранее предложенный [8-10] метод доработан таким образом, чтобы стало возможным определение продолжительности цикла.

Предложен новый метод обнаружения цикла вспышечной активности и определения ее продолжительности при предположении о периодическом характере вспышечной активности. Рассмотрен возможный случай, когда частота вспышек является периодической функцией (синусоида) времени.

Разработанный метод применен к двум звездам из списка вспыхивающих звезд скопления Плеяды, Тон 91 и Тон 377 = НII 2411, которые ранее были заподозрены в переменной вспышечной активности. Подтверждено существование переменной вспышечной активности у обеих звезд, оценены периоды $P = 15.2$ года и $P = 17.7$ года, соответственно, для Тон 91 и Тон 377 = НII 2411. Численное моделирование и статистические тесты указывают на статистическую достоверность полученных результатов.

Ограниченный объем статьи не позволяет привести результаты исследований вспыхивающих звезд солнечной окрестности. Возможно, они будут представлены в последующих работах.

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

ON THE CYCLIC FLARING ACTIVITY OF FLARE STARS

A.A.AKOPIAN

Methods of detection of probable cycles of flaring activity of flare stars and estimation of their lengths are considered. The new method of detection of a cycle of flaring activity and definition of its duration, at the assumption of periodic character of cyclic activity is offered. The developed method is applied to two stars from the list of Pleiades flare stars, Ton91 and Ton377. It is confirmed existence of variable flaring activity at both stars, the periods - $P = 15.2$ years and $P = 17.7$ years accordingly for Ton91 and Ton377 are estimated.

Key words: *flare stars:activity:cyclicity*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 51, 63, 2008.
2. G.Haro, E.S.Parsamian, *Boletin de los Observ. de Tonantzintla y Tacubaya*, 5, 41, 1969.
3. В.А.Амбарцумян, Л.В.Мирзоян, Э.С.Парсамян и др., *Астрофизика*, 7, 319, 1971.
4. Л.В.Мирзоян, Г.Б.Оганян, *Астрофизика*, 13, 561, 1977.
5. Г.А.Гурзадян, *Звездные вспышки*, М., Наука, 1985.
6. B.R.Pettersen, *Solar Physics*, 121, 299, 1989.
7. E.S.Parsamian, A.D.Andrews, *Irish. Astron. J.*, 23(2), 183, 1996.
8. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 42, 555, 1999.
9. А.А.Акопян, *Астрофизика*, 44, 131, 2001.
10. А.А.Акопян, Л.А.Саргсян, *Астрофизика*, 45, 29, 2002.
11. L.N.Mavridis, G.Asteriadis, F.M.Mahmoud, "Compendium in Astronomy", Reidel, Dordrecht, p.253, 1982.
12. L.N.Mavridis, S.Avgoloupis, J.H.Seiradakis, P.P.Varvolis, *Astron. Astrophys.*, 296, 705, 1995.
13. И.Ю.Алексеев, В.Э.Чаленко, Д.Н.Шаховской, *Астрон. ж.*, 77, 556, 2000.
14. I.Yu.Alekseev, R.E.Gershberg, "The Earth and the Universe", Thessaloniki, Ziti Editions, 1997, p.43.
15. B.R.Petersen, S.R.Sundland, S.L.Hawley, L.A.Coleman, "Cool Stars, Stellar Systems and the Sun", *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, 9, 1990, p.177.
16. F.M.Mahmoud, *Astrophys. Space Sci.*, 208, 217, 1993.
17. B.R.Pettersen, K.P.Panov, W.H.Sandmann, M.S.Ivanova, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 66, 235, 1986.
18. B.R.Pettersen, K.P.Panov, M.S.Ivanova et al., "Flare stars in star clusters, associations and the solar vicinity", *Kluwer Acad. Publ.*, Dordrecht, 1990, p.15.
19. В.А.Амбарцумян, *Астрофизика*, 14, 367, 1978.
20. G.Haro, E.Chavira, G.Gonzalez, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 3, N1, 1982.
21. O.Cardona, E.Chavira, E.Parsamian, *Rev. Mexicana Astron. Astrof.*, 22, 213, 1991.

DYNAMICAL EQUATIONS OF A SUPERFLUID IN CURVED SPACE-TIME AND CATTANEO'S PROJECTION METHOD

R.KRIKORIAN¹, D.M.SEDRAKIAN²

Received 18 June 2010

The absolute tensorial equations describing the dynamics of a superfluid in General relativity have been brought into the same form as the corresponding classical equations written in 3-vector forms. The expressions of the various forces acting on an element of superfluid are explicitly displayed. In the Newtonian limit, these equations give the classical equations of motion of a superfluid in Galilean space-time.

Key words: superfluid:dynamical equations - General relativity

1. *Introduction.* The covariant equation describing the dynamics of superfluids in the presence of vortices may be written in the following form [1]

$$\eta^{ijkl}\nabla_{i^{\ast}} h u_{j_1} = S^{ij} \quad (1)$$

where ∇ denotes the operator of covariant derivation, u^i ($i=1, 2, 3, 4$) the 4-velocity ($u_i u^i = -c^2$) of the element of superfluid and h the specific enthalpy, i.e. enthalpy per particle. The antisymmetric tensor S^{ij} embodies the properties of the system of vortices and is defined by

$$S^{ij} = -w \varepsilon^{ij}(L), \quad (2a)$$

$$\varepsilon^{ij}(L) = -u^i(L) w^j(L) + u^j(L) w^i(L), \quad (2b)$$

where $u^i(L)$ and $w^i(L)$ are respectively the 4-velocity of the vortex and the unit spacelike vector defining the direction of the vortex. The scalar w

$$w^2 = w_{ij} w^{ij}, \quad w_{ij} = 2\nabla_{[i} h u_{j]} \quad (3)$$

is proportional to the proper density of vortices. The permutation symbol η is given by

$$\eta_{ijkl} = \sqrt{-g} \varepsilon_{ijkl}, \quad \eta^{ijkl} = -\frac{1}{\sqrt{-g}} \varepsilon_{ijkl}. \quad (4)$$

Let us note that Eqs.(1) and (2) may also be derived from the Klein-Gordon equation describing the wave function of the superfluid condensate [2].

Substitution of (2) in (1) yields the following form for the dynamical equation of rotating superfluids

$$\nabla_{[r} h u_{s]} = S_{rs} = -\frac{1}{2} w \eta_{rsij} u^i(L) w^j(L). \quad (5)$$

As it is well known, a difficulty inherent to the theory of general relativity is the lack of a unique mathematical representation of the physically measurable quantities in terms of the corresponding absolute tensorial quantities; accordingly the physical interpretation of Eq.(5) is not immediate, it necessitates the specification of the relations connecting these two sets of quantities.

In recent notes [3,4] the physical interpretation of the covariant London equation was developed by applying Cattaneo's projection method [5]. This method has a purely tensorial character and absolute tensorial equations are transformed into a form similar to that of classical physics with added terms representing the influence of the gravitational field. This result is attained by the introduction, by means of projection operators suitably defined, of various "standard" quantities relative to the chosen system of reference S, quantities which transform according to the classical tensorial law on changes of coordinates internal to the system of reference S, and by adopting an operator of transverse derivation, partial or covariant, with respect to the x^4 -lines.

The purpose of this note is to present an alternate formulation of the basic dynamical equations of superfluidity in curved space-time adopting Cattaneo's method. From the natural projections of the absolute tensor Eq.(1) we shall derive a set of two standard relative equations: (i) the standard equation of motion with respect to the chosen system of reference S, associated to the physically admissible coordinates $\{x^i\}$, displaying explicitly the various forces acting on the superfluid, (ii) the standard equation describing the standard 3-velocity field with the various physical sources which make the curl of the standard velocity different from zero.

We shall regard this note as a continuation of our previous paper [3] (henceforth referred as paper I), we thus avoid spending space in recalling the definitions and properties of: (i) a system of reference S and the natural projections of a tensor relative to S, (ii) the transverse partial and covariant derivation operators, (iii) the standard relative quantities which, for the problem under consideration, permit the introduction of the familiar language of physics. We shall suppose that the reader has paper I at hand; references of the form [1-2.3] are to be understood as equation (2.3) of paper I.

2. *Standard relative dynamical equations for superfluids.* Let V_4 be the domain of space-time occupied by the superfluid, (x^i) , $i=1, 2, 3, 4$ with $x^4 = ct$ a physically admissible coordinate system and

$$ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j \quad (g_{44} < 0, \quad g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta > 0) \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3) \quad (6)$$

the metric form of signature +2 with the corresponding condition of the physical admissibility of the coordinates. With respect to the physical system

of reference S associated to the coordinates (x^i) (S being formed by the ∞^3 ideal particles having the x^4 -lines as world lines with unit tangent vectors γ ($\gamma^4 = 1/\sqrt{-g_{44}}$, $\gamma^\alpha = 0$) the 4-vector $w^i(L)$ defining the direction of the vortices satisfies the condition

$$\gamma^i w_i(L) = \gamma^4 w_4(L) = 0 \quad \text{or} \quad w_4(L) = 0, \quad (7)$$

i.e. the tensorial index i of w_i is purely spatial.

Proceeding exactly as in paper I, we first express u_i and S_{ij} in Eq.(5) in terms of the corresponding natural projections $P_\theta(u_i) = -\gamma_i \gamma_j u^j$, $P_\Sigma(u_i) = (\gamma_{ij} + \gamma_i \gamma_j) u^j = \gamma_{ij} u^j$, belonging respectively to the subspaces of the tangent space T_x at the event x , θ_x and Σ_x respectively parallel and orthogonal to γ , and of the projections $P_{\Sigma\Sigma}(S_{ij})$, $P_{\Sigma\theta}(S_{ij})$ and $P_{\theta\Sigma}(S_{ij})$ belonging respectively to the subspaces $\Sigma \otimes \Sigma$, $\Sigma \otimes \theta$, $\theta \otimes \Sigma$ of $T_x \otimes T_x$. With reference to (I-2.3, 2.5, 2.6) Eq.(5) may be written in the form

$$\nabla_{|i} h \tilde{u}_{j|} + \nabla_{|i} h \tau_{j|} = \tilde{S}_{ij} - \tilde{S}_i \gamma_j + \gamma_i \tilde{S}_j, \quad (8)$$

where

$$\tilde{u}_j = P_\Sigma(u^j) = \Gamma \tilde{v}_j, \quad \tau_j = P_\theta(u^j) = c \Gamma \gamma_j, \quad \left(\Gamma = (1 - \tilde{v}^2/c^2)^{-1/2} \right), \quad (9)$$

\tilde{v}_j being the standard relative 3-velocity as defined by (I-2.11) with $\tilde{v}^2 = \gamma_{\alpha\beta} \tilde{v}^\alpha \tilde{v}^\beta$ its spatial form (I-2.14).

Using the expressions of the natural projections $P_{\Sigma\Sigma}$ and $P_{\Sigma\theta} + P_{\theta\Sigma}$ of the alternated derivatives $\nabla_{|i} h \tilde{u}_{j|}$ (respectively $\nabla_{|i} h \tau_{j|}$) as given by (I-3.5) the corresponding projections of Eq.(8) may be exhibited in the form:

$$\text{Projection } \Sigma\Sigma: \quad (\tilde{v} \theta h \tilde{u})_{ij} + ch \Gamma \tilde{\Omega}_{ij} = \tilde{S}_{ij}, \quad (10a)$$

$$\text{Projection } \Sigma\theta + \theta\Sigma: \quad \gamma_j \left\{ \tilde{\partial}_4 h \tilde{u}_i + \tilde{\partial}_i c \Gamma h - c \Gamma h \left[\partial_4 (\gamma_i/\gamma_4) - \tilde{\partial}_i \log \sqrt{-g_{44}} \right] \right\} - \gamma_i \left\{ \tilde{\partial}_4 h \tilde{u}_j + \tilde{\partial}_j c \Gamma h - c \Gamma h \left[\partial_4 (\gamma_j/\gamma_4) - \tilde{\partial}_j \log \sqrt{-g_{44}} \right] \right\} = -\tilde{S}_i \gamma_j + \gamma_i \tilde{S}_j, \quad (10b)$$

where $\tilde{\partial}_4 = \gamma^4 \partial_4$ and $\tilde{\partial}_i = \partial_i - (\gamma_i/\gamma_4) \partial_4$ are respectively, in Cattaneo's terminology, the longitudinal and partial transverse derivatives. $\tilde{\Omega}_{ij} = P_{\Sigma\Sigma} \Omega_{ij} = \gamma_\alpha (\tilde{\partial}_i (\gamma_j/\gamma_4) - \tilde{\partial}_j (\gamma_i/\gamma_4))$ is the space vortex tensor characterizing the system of reference S [5], [I-3.4]. We recall that in Eqs.(10a,b) the latin indices are purely spatial (i.e. the components $T_{\mu\kappa}$ vanish whenever a covariant index takes the value 4).

On multiplying Eq.(10b) by γ_j we obtain

$$\tilde{\partial}_4 (h \tilde{u}_\alpha) + \tilde{\partial}_\alpha c \Gamma h - c \Gamma h \left[\partial_4 (\gamma_\alpha/\gamma_4) - \tilde{\partial}_\alpha \log \sqrt{-g_{44}} \right] = -\tilde{S}_\alpha. \quad (11)$$

Expressing \tilde{u}_α in terms of the covariant components $\tilde{v}_\alpha = \gamma_{\alpha\beta} \tilde{v}^\beta = \gamma_{\alpha\beta} dx^\beta/dT$ of the standard relative 3-velocity \tilde{v} , $dT = -\gamma_i dx^i/c$ being the interval of

standard time relative to the system of reference S [5], [I-2.10, 2.14] and defining the standard relative specific enthalpy in the following manner

$$\bar{h} = h\Gamma \quad (12)$$

(the above definition is similar to that of the standard relative mass as introduced by Cattaneo [5], [I-2.15]; this is not surprising since \bar{h} plays the role of an effective mass), Eqs.(10a) and (11) may be written

$$(\tilde{r}\tilde{\omega}\tilde{h}\tilde{v})_{\alpha\beta} + c\bar{h}\tilde{\Omega}_{\alpha\beta} = \tilde{S}_{\alpha\beta}, \quad (13)$$

$$\bar{\partial}_4(h\tilde{v}_\alpha) = -c\bar{h}\tilde{\partial}_\alpha \log\sqrt{-g_{44}} - c\bar{h}\partial_4(\gamma_\alpha/\gamma_4) - c\tilde{\partial}_\alpha\bar{h} - \tilde{S}_\alpha. \quad (14)$$

With reference to Eqs.(2) $\tilde{S}_\alpha (= -\gamma'_\alpha\gamma^s S_{rs})$, in terms of the standard relative 3-velocity $\tilde{v}^\beta(L)$ and direction $w^\gamma(L)$ of the vortex, is given by:

$$\tilde{S}_\alpha = -\frac{w}{2c}\tilde{\eta}_{\alpha\beta\gamma}\Gamma(L)\tilde{v}^\beta(L)w^\gamma(L) \quad \left(\Gamma(L) = (1 - \tilde{v}^2(L)/c^2)^{-1/2}\right) \quad (14a)$$

where $\tilde{\eta}_{jll} = \eta_{jllm}\gamma^m$.

Eq.(13) may be exhibited in yet a second form which is more convenient for physical interpretation. To this end, multiplying Eq.(13) by $\tilde{\eta}^{\alpha\rho\sigma}/2$ we introduce the dual vectors of the skew-symmetric tensors $(\tilde{r}\tilde{\omega}\tilde{u})_{ij}$ and \tilde{S}_{ij} [I-3.10, 3.12]

$$(\tilde{r}\tilde{\omega}\tilde{u})^\alpha = \frac{1}{2}\tilde{\eta}^{\alpha\rho\sigma}(\tilde{r}\tilde{\omega}\tilde{u})_{\rho\sigma}, \quad (15a)$$

$$*\tilde{S}^\alpha = \frac{1}{2}\tilde{\eta}^{\alpha\rho\sigma}\tilde{S}_{\rho\sigma} = \frac{w}{2c}\left(1 + \frac{\gamma_\sigma\tilde{v}^\sigma(L)}{c}\right)w^\alpha(L)\Gamma(L), \quad (15b)$$

so that Eq.(13) reads

$$(\tilde{r}\tilde{\omega}\tilde{h}\tilde{v})^\alpha = -2\bar{h}\omega^\alpha + \frac{w}{2c}\left(1 + \frac{\gamma_\sigma\tilde{v}^\sigma(L)}{c}\right)\Gamma(L)w^\alpha(L) \quad (16)$$

where $\omega^\alpha \left(= \frac{c}{4}\tilde{\eta}^{\alpha\rho\sigma}\tilde{\Omega}_{\rho\sigma}\right)$ is the angular velocity of the system of reference S [5], [I-3.14]. Eqs.(14) and (16) provide a description of the dynamics of vortices and of the velocity field of the superfluid in terms of standard quantities relative to the system of reference S associated to the physically admissible coordinates $\{x'\}$.

The left hand side of Eq.(14) is the time derivative of the relativistic standard 3-momentum of a "superfluid particle"; accordingly on the right hand side appears the sum of the various forces acting on that "particle". The first two terms represent the influence of the gravitational field, the third term represents the force arising from the inhomogeneities of the velocity and of pressure fields, finally the last term expresses the force exerted by the quantum vortices on the superfluid (this force with a minus sign coincides with the Magnus force acting on the vortices).

As it is well known from Landau condition, in the absence of a gravitational field and of vortices, the curl of the momentum field must be equal to zero. In the case of a rotating superfluid the generation of vortices gives a nonzero contribution to the curl. Eq.(16) shows that the gravitational field gives the additional term $-2\bar{h}\omega^\alpha$ and the inhomogeneous pressure field modifies the term representing the contribution of vortices into $^*\bar{S}^\alpha$. Finally let us note that Eqs.(14) and (16) are valid for relativistic velocity fields within the frame of General relativity theory.

It is not without interest to obtain the Newtonian limits of Eqs.(14) and (16) in the absence of vortices. The derivation of the corresponding Newtonian equations from the standard relative equations (14) and (16) shows that Cattaneo's approach provides a simple method for the investigation and interpretation of physical phenomena in curved space-time.

To recover the Newtonian theory we have to make the following approximations: (i) static universe i.e. $g_{\alpha 4} = 0$ which implies $\bar{\partial}_\alpha = \partial_\alpha$ and the vanishing of the space vortex tensor $\bar{\Omega}_{\alpha\beta}$ (or $\omega^\alpha = 0$), (ii) $\partial_\alpha \log \sqrt{-g_{44}} = \partial_\alpha \left(1 + \frac{2\phi}{c^2}\right)^{1/2} \approx \partial_\alpha (\phi/c^2)$, (iii) $\bar{v}_\alpha = v^\alpha = \frac{dx^\alpha}{dt}$, $\bar{v}^4 = 0$ and $\Gamma = (1 - \bar{v}^2/c^2)^{1/2} \approx 1$.

Taking into account the above approximations Eq.(14) may be written in the form

$$\partial_4 v^\alpha + c \partial_\alpha \left(\frac{\phi}{c^2} + \partial_\alpha \frac{v^2}{2c^2} \right) + c \partial_\alpha \log h = 0. \tag{17}$$

Setting $h = mc^2 \left(1 + \frac{h_N}{c^2}\right)$, where h_N is the enthalpy per particle in the Newtonian theory we get the well known equation of motion e.g. [6]

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\nabla} \left(\phi + \frac{v^2}{2} + h_N \right) = 0. \tag{18}$$

In the limiting situation under consideration Eq.(16) reduces to the Landau condition $\text{rot} \bar{v} = 0$ characterizing the superfluid velocity field.

3. Conclusion. Adopting Cattaneo's projection method we have presented an alternate formulation of the dynamical equations for superfluids valid in curved space-time. These equations display explicitly the various forces acting on a "superfluid particle" and have a form similar to the classical dynamical equations. In the Newtonian limit we recover the well known classical equations describing the motion of superfluid matter in Galilean space-time.

¹ College de France and Institute d'Astrophysique de Paris, France

² Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsedrak@ysu.am

ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ В ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ- ВРЕМЕНИ И МЕТОД ПРОЕКТИРОВАНИЯ КАТТАНЕО

Р.КРИКОРЯН¹, Д.М.СЕДРАКЯН²

Тензорные уравнения, описывающие динамику сверхтекучей жидкости в Общей теории относительности, получены в том же виде, что и классические уравнения, написанные в 3-векторной форме. Приведены выражения для различных сил, действующих на элемент сверхтекучей жидкости. В ньютоновском пределе эти уравнения переходят в классические уравнения движения сверхтекучей жидкости в плоском пространстве-времени.

Ключевые слова: *сверхтекучая жидкость; динамические уравнения - Общая теория относительности*

REFERENCES

1. *D.Langlois, D.Sedrakian, B.Carter*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 297, 1189, 1998.
2. *D.M.Sedrakian*, Astrophysics, 40, 260, 1997.
3. *R.A.Krikorian, D.M.Sedrakian*, Phys. Rev., D79, 044029, 2009.
4. *R.A.Krikorian*, Nuovo Cimento B, 123, 217, 2008.
5. *C.Cattaneo*, (a) Nuovo Cimento 10, 318, 1958, (b) Annali di matematica pura ed applicata, 48, 361, 1959.
6. *W.G.Dixon*, Arch. Rat. Mech. Anal., 80, 159, 1982.

A MORE EXACT EXPRESSION FOR THE GRAVITATIONAL DEFLECTION OF LIGHT, DERIVED USING MATERIAL MEDIUM APPROACH

A.K.SEN

Received 1 July 2010

Accepted 8 September 2010

The deflection of a ray of light passing close to a gravitational mass, is generally calculated from the null geodesic which the light ray (photon) follows. However, there is an alternate approach, where the effect of gravitation on the ray of light is estimated by considering the ray to be passing through a material medium. Calculations have been done in this paper, following the latter approach, to estimate the amount of deflection due to a static non-rotating mass. The refractive index of such a material medium, has been calculated in a more rigorous manner in the present work and the final expression for the amount of deflection calculated here is claimed to be more exact than all other expressions derived so far, using material medium approach. Based on this expression, the amount of deflection for a sun grazing ray has been also calculated. The exact amount of deflection can be performed in a number of ways, without the material medium approach. However, the method presented here using material medium approach and without any weak field approximation, is believed to be original.

Key words: *gravitational deflection of light:material medium*

1. *Introduction.* The gravitational deflection of light is one of the important predictions of the General Theory of Relativity (GTR) proposed by Einstein, which plays a key role in understanding problems related to Astronomy, Cosmology, Gravitational Physics and other related branches.

Newtons theory of universal gravitation had already predicted that the path of any material particle moving at a finite speed is affected by the pull of gravity. By the late 18th century, it was possible to apply Newtons law to compute the deflection of light by gravity. Cavendish commented briefly on the gravitational deflection of light in the late 1700s and Soldner gave a detailed derivation in 1801.

The idea of bending of light was revived by Einstein in 1911 and the quantitative prediction for the amount of deflection of light passing near a large mass (M) was found identical to the old Newtonian prediction, $d = 2GM/(c^2 r_{\odot})$, where r_{\odot} is the closet distance of approach and in this case approximately the solar radius. It was not until late in 1915, as Einstein completed the general theory, he realized his earlier prediction was incorrect and the angular deflection should actually be twice the size he predicted in 1911. This was subsequently confirmed by Eddington in 1919 through an experiment performed

during the solar eclipse.

The exact amount of deflection for a ray of light passing close to a gravitational mass can be worked out from the null geodesic, which a ray of light follows [1,2,3]. Such expressions for bending generally involve Elliptical Integrals and were first given by Darwin in 1959 [4].

The deflection of a light ray passing close to a gravitational mass can be alternately calculated by following an approach, where the effect of gravitation on the light ray is estimated by considering the light ray to be passing through a material medium. However, the value of the refractive index of that medium is decided by the strength of gravitational field [5].

The concept of this equivalent material medium was discussed by Balazs [6] as early as in 1958, to calculate the effect of a rotating body, on the polarization of an electromagnetic wave passing close to it. Plebanski [7] had also utilized this concept in 1960, to study the scattering of a plane electromagnetic wave by gravitational field. The author also mentioned that this concept of equivalent material medium was first pointed out by Tamm [8] in 1924. Atkinson [9] investigated the allowed trajectories of light rays near a massive star and obtained an expression for velocity of light at an arbitrary point for cases, when the light ray is travelling both radially and tangentially to the field. This phenomena admits a splitting of a light ray into two rays in an anisotropic inhomogenous medium with spherical symmetry [10]. A general procedure for utilizing this concept, for deflection calculation has been worked out by Felice [11]. Later this concept was also used by Mashoon [12,13], to calculate the deflection and polarization due to the Schwarzschild and Kerr black holes. Fischbach and Freeman [14], derived the effective refractive index of the material medium and calculated the second order contribution to the gravitational deflection. In a similar way Sereno [15] has used this idea for gravitational lensing calculation by drawing the trajectory of the ray by Fermat's principle. More recently Ye and Lin [16], emphasized the simplicity of this approach and calculated the gravitational time delay and the effect of lensing.

On the other hand, the calculation of higher order deflection terms, due to Schwarzschild Black hole, from the null geodesic, has been performed recently by Iyer and Petters ([17] and references their in). Using null geodesics, gravitational lensing calculations have been done by a number of authors in past [18,19]. More recently, for strong gravitational field, lensing calculations have been done by Bisnovatyi-Kogan and Tsupko [20].

With the above background, in the present work, we follow the material medium approach, to calculate a more accurate expression for the deflection term due to a non-rotating sphere (Schwarzschild geometry). It is claimed that the present expression will be more accurate than all other expression calculated in past, using material medium concept.

2. The effective refractive index and the trajectory of light ray.

As discussed earlier, the gravitational field influences the propagation of electromagnetic radiation by imparting to the space an effective index of refraction $n(r)$ [4].

For a static and spherically symmetric gravitational field, the solution of Einstein's Field Equation was given by K.Schwarzschild in 1961, which is as follows [4]:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2) - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_g}{r}\right)}, \quad (1)$$

where $r_g = 2km/c^2$ called Schwarzschild Radius, which completely defines the gravitational field in vacuum produced by any centrally-symmetric distribution of masses. The above line element can be expressed in an isotropic form by introducing a new radius co-ordinate (ρ) with the following transformation equation [4]

$$\rho = \frac{1}{2} \left[\left(r - \frac{r_g}{2} \right) + r^{1/2} (r - r_g)^{1/2} \right] \quad (2)$$

or

$$r = \rho \left(1 + \frac{r_g}{4\rho} \right)^2. \quad (3)$$

The resulting isotropic form of Schwarzschild equation will be now:

$$ds^2 = \left(\frac{1 - r_g/4\rho}{1 + r_g/4\rho} \right)^2 c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{r_g}{4\rho} \right)^4 \left(d\rho^2 + \rho^2 (\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2) \right). \quad (4)$$

Now in spherical co-ordinate system the quantity $(d\rho^2 + \rho^2 (\sin^2 \theta d\phi^2 + d\theta^2))$ has the dimension of square of infinitesimal length vector $d\bar{\rho}$.

By setting $ds=0$, the velocity of light can be identified from the expression of the form $ds^2 = f(\rho) dt^2 - d\bar{\rho}^2$, as $v(\rho) = \sqrt{f(\rho)}$. Therefore the velocity of light in the present case (characterized by Schwarzschild radius r_g) can be expressed as:

$$v(\rho) = \frac{(1 - r_g/4\rho) c}{\left(1 + r_g/4\rho\right)^3}. \quad (5)$$

But this above expression of velocity of light is in the unit of length ρ per unit time. We therefore write

$$v(r) = v(\rho) \frac{dr}{d\rho} = v(\rho) \left[\left(1 + \frac{r_g}{4\rho} \right)^2 - \frac{r_g}{2\rho} \left(1 + \frac{r_g}{4\rho} \right) \right] = \left(\frac{r_g - 4\rho}{r_g + 4\rho} \right)^2 c. \quad (6)$$

Substituting the value of ρ from Eqn. (2) in Eqn. (6), we get:

$$\begin{aligned}
 v(r) &= \left(\frac{r_g/2 - 2\rho}{r_g/2 + 2\rho} \right)^2 c = \left(\frac{r_g/2 - \left((r - r_g/2) + r^{1/2}(r - r_g)^{1/2} \right)}{r_g/2 + \left((r - r_g/2) + r^{1/2}(r - r_g)^{1/2} \right)} \right)^2 c = \\
 &= \left(\frac{r_g - r - r^{1/2}(r - r_g)^{1/2}}{r + r^{1/2}(r - r_g)^{1/2}} \right)^2 c = \frac{c(r - r_g)}{r}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Therefore the refractive index $n(r)$ at a point with spherical polar coordinate (r) , can be expressed by the relation:

$$n(r) = \frac{c}{v(r)} = \frac{r}{r - r_g}. \quad (8)$$

It is evident that at a very large distance from the spherical distribution of mass where space is Euclidian, this value of the refractive index reduces to 1 and at the Schwarzschild radius becomes infinity. This is a physically consistent situation. Here we note that the values of refractive index derived following either Atkinson [9] or Fischback and Freeman [14] lead to an expression in terms of some infinite converging series. Fischback and Freeman [14] estimated light deflection by a massive object by truncating the series at some stage, whereas no deflection values were calculated with Atkinson's refractive index values [9].

In this paper we consider the problem of calculation of gravitational bending to be a problem of geometrical optics, where we have to find the trajectory of a light ray travelling in a medium, whose refractive index has spherical symmetry. The expression for refractive index obtained here (as in Eqn.(8)) is simple. Here the trajectory of the light ray and the center of mass (source of gravitational potential) together define a plane. The equation of such a ray in a plane polar co-ordinate system (r, θ) can be written as [21]:

$$\theta = A \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - A^2}}. \quad (9)$$

The trajectory is such that $n(r)d$ always remains a constant, where d is the perpendicular distance between the trajectory of the light ray from the origin and the constant is taken here as A [21]. In our present problem the light is approaching from asymptotic infinity ($r = -\infty$) to the gravitational mass, which is placed at the origin and characterized by Schwarzschild radius r_g . The closest distance of approach for the approaching ray is b and the ray goes to $r = \infty$, after undergoing certain amount of deflection ($\Delta\phi$), by the presence of Schwarzschild mass.

Here, the parameter b can be replaced by solar radius r_\odot . When the light ray passes through the closest distance of approach (ie $r = b$ or r_\odot), the tangent to the trajectory becomes perpendicular to the vector \vec{r} (which is \vec{r}_\odot). Therefore, we can write $A = n(r_\odot)r_\odot$. The trajectory of the light ray had been

already constructed before like this, by Ye and Lin [16] and the value of deflection ($\Delta\phi$), can be written as:

$$\Delta\phi = 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{\left(\frac{n(r)r}{n(r_0)r_0}\right)^2 - 1}} - \pi. \quad (10)$$

However, Ye and Lin [16], had in our opinion used a value of refractive index $n(r)$ which was approximated and somewhat ad hoc. Fischbach and Freeman [14] also in their attempt to calculate a more accurate value of deflection, considered terms only up to second order in the expression for refractive index. However, in our attempt to do so we shall avoid making any such approximation in the following. We denote the above integral in Eqn. (10) by I and write

$$\begin{aligned} I &= \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{\left(\frac{n(r)r}{n(r_0)r_0}\right)^2 - 1}} = n(r_0)r_0 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{(n(r)r)^2 - (n(r_0)r_0)^2}} = \\ &= n(r_0)r_0 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{\frac{r^4}{(r-r_g)^2} - \frac{r_0^4}{(r_0-r_g)^2}}} = n(r_0)r_0 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{1}{(1-r_g/r)^2} - \frac{r_0^2 r^{-2}}{(1-r_g/r_0)^2}}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Now we change the variable to $x = r_g/r$ and introduce a quantity $a = r_g/r_0$. We also denote $n(r_0)$ by n_0 . Accordingly we write:

$$\begin{aligned} I &= n_0 r_0 \int_a^0 \frac{-x^{-2} r_g dx}{r^2 \sqrt{\frac{1}{(1-x^2)^2} - \frac{x^2}{(a(1-a))^2}}} = n_0 r_0 \int_a^0 \frac{-x^{-2} r_g dx}{x r^2 \sqrt{\frac{1}{(x(1-x))^2} - \frac{1}{(a(1-a))^2}}} = \\ &= \frac{n_0 r_0}{r_g} \int_0^a \frac{dx}{x \sqrt{\frac{1}{(x(1-x))^2} - \frac{1}{(a(1-a))^2}}} = \frac{n_0 r_0}{r_g} \int_0^a \frac{(1-x) dx}{\sqrt{1 - \frac{(x(1-x))^2}{(a(1-a))^2}}}. \end{aligned} \quad (12)$$

For our convenience we can denote the quantity $1/(a(1-a))$ by D . This also implies

$$D = \frac{r_0^2}{r_g(r_0 - r_g)}. \quad (13)$$

However, the Integral I is not simple to integrate into know form. We split the above Integral, as a sum of two Integrals and proceed as follows:

$$\begin{aligned}
 I &= \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) \left[\int_0^a \frac{(1-2x)dx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}} + \int_0^a \frac{xdx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}} \right] = \\
 &= \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) \int_0^a \frac{(1-2x)dx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}} + \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) \int_0^a \frac{xdx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}} = \\
 &= \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) I_1 + \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) I_2, \tag{14}
 \end{aligned}$$

where $I_1 = \int_0^a \frac{(1-2x)dx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}}$ and $I_2 = \int_0^a \frac{xdx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}}$ are two integrals respectively. Now it is simple to identify

$$\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} = \frac{1}{1-a} \cdot \frac{1}{a} = \frac{1}{a(1-a)} = D$$

Changing the variable from x to $y = Dx(1-x)$, we can write $D(1-2x)dx = dy$. Accordingly the upper and lower limits $x=0$ and $x=a$ change to $y=0$ and

$y = Da \left(1 - \frac{r_g}{r_{\odot}} \right) = \frac{1}{a(1-a)} a(1-a) = 1$. Therefore for the first part in Eqn. (14) we can write:

$$\left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) I_1 = \int_0^a \frac{D(1-2x)dx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}} = \int_0^1 \frac{dy}{\sqrt{1-y^2}} = \left[\sin^{-1} y \right]_0^1 = \frac{\pi}{2}. \tag{15}$$

Therefore, from Eqn. (10), one may write the amount of deflection as:

$$\begin{aligned}
 \Delta\phi &= 2 \int_{r_{\odot}}^{\infty} \frac{dr}{r \sqrt{\left(\frac{n(r)r}{n(r_{\odot})r_{\odot}} \right)^2 - 1}} - \pi = 2 \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) I_1 + 2 \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) I_2 - \pi = \\
 &= \pi + 2 \left(\frac{n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) I_2 - \pi = \left(\frac{2n_{\odot} r_{\odot}}{r_g} \right) \int_0^a \frac{xdx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}}. \tag{16}
 \end{aligned}$$

Thus the gravitational bending for a ray of light grazing the static gravitational mass (with Schwarzschild radius r_g) with the closest distance of approach r_{\odot} can be expressed as:

$$\Delta\phi = 2D \int_0^a \frac{xdx}{\sqrt{1-D^2x^2(1-x)^2}} \tag{17}$$

The above expression for gravitational deflection has been obtained from the Schwarzschild Equation (Eqn(1)), without applying any approximation at any stage. Owing to this, it is claimed that this expression of bending is more exact as compared to all other expressions derived till today, using equivalent material medium concept. However, the integration of the quantity in Eqn.

(17)), involves some complicated algebraic expressions containing elliptical functions. Using mathematica, we obtain the following expression after integration:

$$\int \frac{x dx}{\sqrt{1 - D^2 x^2 (1 - x)^2}} = 2 \frac{(\sqrt{D} + \sqrt{D-4})E - (2\sqrt{D-4})F}{D(\sqrt{D+4} - \sqrt{D-4})}, \tag{18}$$

where $E \equiv E(p, q^2)$ is the elliptic Integral of first kind and $F \equiv F(-q, p, q^2)$ is incomplete elliptic integral of Third kind. The arguments $p, q^2, -q, p, q^2$ are expressed by the following mathematical relations:

$$p = \arcsin \sqrt{\frac{(\sqrt{D-4} - \sqrt{D+4})(\sqrt{D-4} + (2x-1)\sqrt{D})}{(\sqrt{D-4} + \sqrt{D+4})(\sqrt{D-4} - (2x-1)\sqrt{D})}}, \tag{19}$$

$$q = \frac{(\sqrt{D-4} + \sqrt{D+4})}{(\sqrt{D-4} - \sqrt{D+4})}. \tag{20}$$

Finally we can write the expression for gravitational deflection ($\Delta\phi$) of the light ray, due to a static mass r_s with the closest distance of approach r_\ominus as:

$$\Delta\phi = 4 \left\{ \frac{(\sqrt{D} + \sqrt{D-4})E - (2\sqrt{D-4})F}{(\sqrt{D+4} - \sqrt{D-4})} \right\}_{x=0}^{x=a}, \tag{21}$$

where the value of D is given by Eqn.(13) as $D = \frac{r_\ominus^2}{r_s(r_\ominus - r_s)}$ and $a = r_s/r_\ominus$.

Eqn. (21) is a general expression for bending of light, where r_\ominus can be replaced by the closest distance of approach of the light ray. This mathematical expression for deflection, derived here is claimed to be more accurate than all other expressions derived so far using material medium approach and it is equally valid for strong field. However, it may be noted that, the exact calculation of light ray deflection near the Sun can be performed in a number of ways, using well-known formulas and without the material medium approach. But the method presented here using material medium approach and without any weak field approximation, is believed to be original.

For a Sun grazing ray, as a test case, we can take the closest distance of approach as equal to solar radius which is $r_\ominus = 695.500$ km and Schwarzschild radius corresponding to the mass of Sun as $r_s = 3$ km. We, therefore, get $a = (r_s/r_\ominus) = 1/231.833$ and $D = 231.834$. Finally, we get a value of $\Delta\phi = 8.62690 E 10^{-6}$ radians or 1.77943 arc sec. However, by substituting more accurate values for r_\ominus and r_s , we can get more exact value for the amount of deflection for a sun grazing ray.

3. *Comparison with other expressions for deflections.* The expression obtained in the present work can be compared with the deflection

expressions obtained by other authors with material medium approach.

Fischback and Freeman [14] had calculated the second order terms in gravitational deflection of light, using material medium approach. The authors used an infinite convergent series $(1 + A/r + B/r^2 + \dots)$ for refractive index $n(r)$, where $A = r_g$ (Schwarzschild radius) and B is some function of r_g . By considering only the first order term in $n(r)$ i.e. $n(r) = 1 + A/r$, the authors calculated the first order term in deflection, which is $2r_g/r_\odot^2$ or $4GM/(c^2r_\odot)$.

In the present case, the refractive index $n(r)$ has been evaluated to be $r/(r - r_g)$ (cf. Eqn. (8)) and it can be expressed by the infinite converging series:

$$n(r) = 1 + a + a^2 + a^3 + \dots \quad (22)$$

where $a = r_g/r_\odot$. This shows the refractive index expression used in Fischback and Freeman [14] and in the present work are the same in weak field limit.

As mentioned in Sec 1, Ye and Lin [16], had also calculated first order deflection term and the refractive index value they used was $n(r) = \exp(2GM/(rc^2))$. This expression for refractive index is also same as what has been derived in the present work, for weak field limit (considering terms up to first order). However, these authors did not derive higher order terms for gravitational deflections.

From the present work, it is clear that when one takes $n(r) = 1$, space is flat and there will be no deflection. This is true when we substitute $n(r) = 1$ in Eqn. (10), we get $\Delta\phi = 0$. The expression that has been derived in the present work, should always coincide to the well known general expression for bending in the weak field limit, which is $\Delta\phi = 4GM/(c^2r_\odot)$. In the present work, the weak field value of refractive index is $n(r) = 1 + a$ and under weak field we can also write $1/D = a(1 - a) \sim a$ and $x(1 - x) \sim x$, as $x, a \ll 1$. By substituting, these weak field approximations, into the final integral expression of bending derived here (cf. Eqn. (17)), one gets:

$$\Delta\phi = 2D \int_0^a \frac{x dx}{\sqrt{1 - D^2 x^2 (1 - x)^2}} \sim 2 \int_0^a \frac{x dx}{\sqrt{a^2 - x^2}} = 2a = 2 \frac{r_g}{r_\odot} = \frac{4GM}{c^2 r_\odot}. \quad (23)$$

This confirms the expression for deflection derived here for strong field coincides to the standard expression under weak field limit. In the present work, the quantity D was used (in the equations from (14) to (21)) as a substitution for $1/(a(1 - a))$. Now, D can be expressed by the converging series:

$$D = 1/a + 1 + a + a^2 + a^3 + \dots \quad (24)$$

Therefore, in the weak field limit in order to calculate the value of deflection, we can substitute $D = 1/a$ in Eqn. (21), instead of $D = 1/(a(1 - a))$. Thus by making the above approximations $D \sim 1/a$ and $a \ll 1$, into Eqn. (21), as and when appropriate, we get:

$$\Delta\phi = 4 \left[\frac{(\sqrt{D} + \sqrt{D-4})E - (2\sqrt{D-4})F}{(\sqrt{D+4} - \sqrt{D-4})} \right]_{x=0}^{x=a} \sim (2/a) \{E - F\}_{x=0}^{x=a}. \quad (25)$$

With the same weak field approximation for the quantities in in Eqns. (19) and (20), we obtain $p \sim \arcsin(\sqrt{2}a)$ at $x=0$, $p \sim 0$ at $x=a$ and $q = -1/(2a)$. As a result we get under weak field limit:

$$\Delta\phi = -(2/a) \left(E(\arcsin(\sqrt{2}a), 1/(4a^2)) - F(1/2a), \arcsin(\sqrt{2}a), 1/(4a^2) \right), \quad (26)$$

where E is the elliptic Integral of first kind and F is Incomplete elliptic Integral of Third kind, as discussed earlier. Now by substituting the numerical value of $a = r_g/r_\odot$ we can get the weak field deflection value from Eqn. 26.

Thus the exact expression derived in the present work, matches exactly with the expressions derived by other earlier work under weak field limit.

As discussed in Section1, the higher order deflection terms have been also evaluated under strong field, by using methods other than material medium approach.

Darwin [22], had calculated first order strong field deflection term, using logarithmic series. Iyer and Petters [17] had calculated the deflection term in the strong field, with an expression containing complete and incomplete elliptical integrals. From this general expression, the authors could calculate the first order strong deflection term, calculated earlier by Darwin [22]. It may be worth to mention that, the strong field deflection term calculated by Iyer and Petters [17] and the one derived in the present work, both contain same linear combination of elliptical Integrals of same kind.

Acknowledgments. Some of the calculations reported in this paper were done using Mathematica 7.0, at IUCAA, Pune, India. I sincerely acknowledge this help and support. I also thank Sanjeev Dhurandar of IUCAA, Pune and Tanuka Chatterjee of Calcutta University, India for useful discussions. Finally, I sincerely thank the anonymous referee of this paper, for his/her valuable comments.

Department of Physics, Assam University, Silchar 788011,
India, e-mail: aksen@iucaa.ernet.in

БОЛЕЕ ТОЧНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ГРАВИТАЦИОННОГО ОТКЛОНЕНИЯ СВЕТА, ПОЛУЧЕННОЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОДХОДА МАТЕРИАЛЬНОЙ СРЕДЫ

А.К.СЕН

Отклонение луча света при прохождении близко от гравитационной массы обычно вычислялось от нулевой геодезической линии, по которой распространяется световой луч (фотон). Однако имеется альтернативный подход, когда влияние гравитации на луч света оценивается, рассматривая

прохождение луча через материальную среду. В настоящей статье вычисления по последнему методу проведены для оценки величины отклонения, вызванного невращающейся статической массой. Индекс рефракции такой материальной среды вычислен более строгим способом и полученное здесь окончательное выражение для величины отклонения претендует быть более точным, чем все другие величины, полученные до сих пор с использованием подхода материальной среды. На основании этого выражения вычислена также величина отклонения луча, падающего под скользящим углом к Солнцу. Точная величина отклонения может быть получена разными способами без применения подхода материальной среды. Однако представленный здесь метод с использованием подхода материальной среды, причем без какого-то приближения слабого поля, кажется оригинальным.

Ключевые слова: *гравитационное отклонение света; материальная среда*

REFERENCES

1. *C.W.Misner, K.S.Thorne, J.A.Wheeler*, Gravitation, (W.H.Freeman and Company, New-York 1972).
2. *S.Weinberg*, Principles and Applications of the General Theory of Relativity, (John Wiley & Sons Inc. 1972).
3. *P.Schneider, P.Ehlers, E.E.Falco*, Gravitational Lenses, (Springer, Berlin 1999).
4. *C.Darwin*, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, **249** No. 1257, 180, 1959.
5. The Classical Theory of Fields volume 2; J.L.D.Landau, E.M.Lifshitz (1st edition Pergamon Press, 1951; 4th edition' Butterworth-Heinemann, 1980.
6. *N.L.Balazs*, Phys. Rev., **110**, No.1, 236, 1958.
7. *J.Plebanski*, Phys. Rev., **118**, No.5, 1396, 1960.
8. *J.E.Tamm*, J. Russ. Phys.-Chem. Soc., **56**, 2-3, 284, 1924.
9. *R.D'E.Atkinson*, Astron. J., **70**, No 8, 517, 1965.
10. *O.N.Naida*, Izvestia VUZ Radiofizika, **12**, No 4, 569, 1969.
11. *F. de Felice*, Gen. Relativ. Gravit., **2**, No. 4, 347, 1971.
12. *B.Mashhoon*, Phys. Rev., D **7**, No. 10, 2807, 1973.
13. *B.Mashhoon*, Phys. Rev., D **11**, No. 10, 2679, 1975.
14. *E.Fischbach, B.S.Freeman*, Phys. Rev., D **67**, 2950, 1980.
15. *M.Sereno*, Phys. Rev., D **67**, 064007, 2003.
16. *X-H.Ye, Q.Lin*, Journal Mod. Opt., **55**, Issue 7, 1119, 2008.
17. *S.V.Iyer, A.O.Peters*, Gen. Relativ. Gravit., **39**, 1563, 2007.
18. *K.S.Virbhadra, George F.R.Ellis*, Phys. Rev., D **62**, 084003, 2000.
19. *S.Frittelli, T.P.Kiling, E.T.Newman*, Phys. Rev., D. **62**, 064021, 2000.
20. *G.S.Bisnovatyi-Kogan, O.Yu.Tsupko*, Astrophysics, **51**, No1, 99, 2008.
21. *M.Born, E.Wolf*, Principles of Optics (7th Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 1999) p.121, 1947.
22. *C.Darwin*, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, **263**, 39, 1961.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О МОРФОЛОГИИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА В ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИКАХ И В ГРУППАХ

В [1] изучена связь галактик высокой поверхностной яркости Аракеляна с окружающей средой. В частности, получено, что эти галактики не подчиняются известному факту, что эллиптические и линзовидные галактики чаще встречаются в группах галактик, чем среди одиночных галактик. В данной заметке сделана аналогичная статистика для галактик с ультрафиолетовым континуумом Маркаряна.

В качестве списка групп галактик использована та же выборка [2], что и в [1].

Обсудим вопрос о распределении морфологических типов галактик Маркаряна - членов групп и одиночных галактик Маркаряна. Поскольку число галактик Маркаряна с известными морфологическими типами в каталоге CfA2 мало, то по морфологическим типам галактики будем разделять на две части: эллиптические (эллиптические и линзовидные вместе) и спиральные.

Чтобы уменьшить влияние разностей распределений видимых звездных величин, а также разницу средних расстояний рассматриваемых выборок на результаты, наложим ограничения на звездную величину ($m = 13 - 15$) и на лучевые скорости сравниваемых групп галактик ($V = 2000 - 8000$ км/с).

Вычисления приведены в табл.1.

В 1-й строке таблицы приведена информация об обсуждаемых выборках галактик. Чтобы увеличить объем выборок галактик Маркаряна (МГ), сделаны добавления морфологических типов этих галактик по [3] и по [4]. Во 2-й строке приведена информация о морфологических типах обсуждаемых выборок (Е - эллиптические и линзовидные галактики совместно). В 3-5 строках приведена информация о числах и о доле галактик в группах, в одиночных галактиках и во всех галактиках, соответственно.

Из табл.1 видно, что во всех галактиках относительное число Е-галактик - 0.262. Относительное число эллиптических и линзовидных галактик Маркаряна по всей выборке - 0.302 как по данным CfA2, так

ЧИСЛО ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ И СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В
ГРУППАХ И В ОДИНОЧНЫХ ГАЛАКТИКАХ В
ДИАПАЗОНАХ $V = 2000 - 8000$, $m = 13 - 15$

	(1)	Все галактики по CfA2			МГ по CfA2			МГ по CfA2+SAO+PGC		
	(2)	E	S	Все	E	S	Все	E	S	Все
Члены групп	(3)	616 0.329	1259 0.671	1875	27 0.270	73 0.730	100	33 0.280	85 0.720	118
Одиночные	(4)	328 0.189	1405 0.811	1733	31 0.337	61 0.663	92	37 0.325	77 0.675	114
Все	(5)	944 0.262	2664 0.738	3608	58 0.302	134 0.698	192	70 0.302	162 0.698	232

и по CfA2+SAO+PGC. Используя z -критерий для статистической значимости разницы этих частот, получаем $P=0.15$. То есть, относительное количество эллиптических галактик среди галактик Маркаряна без отношения к системам имеет склонность быть выше аналогичной величины обычных галактик.

Относительное число E-галактик в группах - 0.329, а в одиночных галактиках - 0.189. В маркаряновских галактиках - членах групп, относительное число E-галактик - 0.270 по данным CfA2 и 0.280 по CfA2+SAO+PGC, а в одиночных маркаряновских галактиках относительное число E-галактик - 0.337 по CfA2 и 0.325 по CfA2+SAO+PGC. То есть, получена обратная картина - относительное число эллиптических галактик Маркаряна больше в одиночных галактиках, чем в группах. Попробуем оценить статистическую значимость различия этих величин по таблицам 2×2 . Получается $P=0.37$. Поскольку статистическая значимость небольшая, то можем заключить, что относительное число эллиптических и линзовидных одиночных галактик Маркаряна, если не выше, то, по крайней мере, не меньше аналогичной величины в группах галактик.

Полученный результат показывает, что галактики Маркаряна (как и галактики высокой поверхностной яркости Аракеляна [1]) не подчиняются подтвержденному в десятилетиях факту, что в группах относительное число эллиптических и линзовидных галактик выше, чем в одиночных галактиках.

Данная работа поддержана грантом ANSEF No Astroex-2138.

The morphology of Markarian galaxies in single galaxies and in groups. In the given note the dependence of the morphological content of Markarian galaxies (MG) in groups and in single galaxies is discussed. It

is received, that MG does not submit to the fact confirmed in decades that relative number of elliptical and lenticular galaxies in groups is higher than in single galaxies.

Key words: *Markarian galaxies: morphology*

30 июня 2009

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

А.П.Маггесян
A.P.Mahtessian
В.Г.Мовсесян
V.G.Movsessian

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П.Маггесян, В.Г.Мовсесян, *Астрофизика*, 53, 189, 2010.
2. А.П.Маггесян, В.Г.Мовсесян, *Астрофизика*, 53, 83, 2010.
3. В.Е.Маркарян, В.А.Липоветский, Ж.А.Степанян, Л.К.Ерастова, А.И.Шаповалова, *Comm. of SAO*, 62, 3, 1989.
4. G.Paturel, L.Bottinelli, P.Fouque, L.Gouguenheim, *Principal Galaxy Catalogue, PGC1992 (CD-ROM) ISBN 2.908288.06.0, 1992.*

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

БЛИЗКИЕ ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ ДЛЯ RY ТЕЛЬЦА

В настоящее время многие исследователи используют для наблюдений переменных объектов ПЗС-приемники, которые имеют ряд преимуществ по сравнению с ФЭУ. В частности, при использовании ПЗС-приемников требования к прозрачности неба не столь велики, как при наблюдениях с ФЭУ, поскольку звезды сравнения регистрируются одновременно с исследуемым объектом. При этом достигается более высокая точность наблюдений.

В целях исследования близких окрестностей переменной RY Тельца нами были определены звездные величины двух звезд в фотометрической системе *UBV* Джонсона, удаленных от переменной примерно на 2'. Эти определения получены путем привязки к ранее используемым звездам сравнения при многолетнем *UBV*-мониторинге этой переменной звезды, проводимом на Крымской наблюдательной станции ГАИШ МГУ.

На карте окрестностей (рис.1) звезды сравнения обозначены цифрами 1, 2, 3, а переменная звезда RY Тельца указана стрелкой.

В табл.1 последовательно в столбцах содержатся номер стандарта, его звездная величина V и два показателя цвета $B - V$ и $U - B$ с их среднеквадратичными ошибками. В последнем столбце приведено количество измерений.

Из близких звезд в качестве звезды сравнения для RY Тельца наиболее подходит звезда №1, и ее блеск и показатели цвета мы постарались

Таблица 1

ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ДЛЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ, УКАЗАННЫХ НА КАРТЕ

Звезда сравнения	V	$B - V$	$U - B$	N
№ 1	12.525 .014	0.656 .018	0.310 .017	9
№ 2	13.48	1.66	-	1
№ 3	10.65 .01	0.53 .01	0.51 .02	4

определить с наибольшей точностью. Звезда №2, во-первых, значительно слабее исследуемой звезды и, во-вторых, очень красная, настолько, что в фильтре U отсчет на звезду практически совпадал с отсчетом на фон неба. В фильтре B точность определения также низка. Поэтому эта звезда не подходит в качестве звезды сравнения.

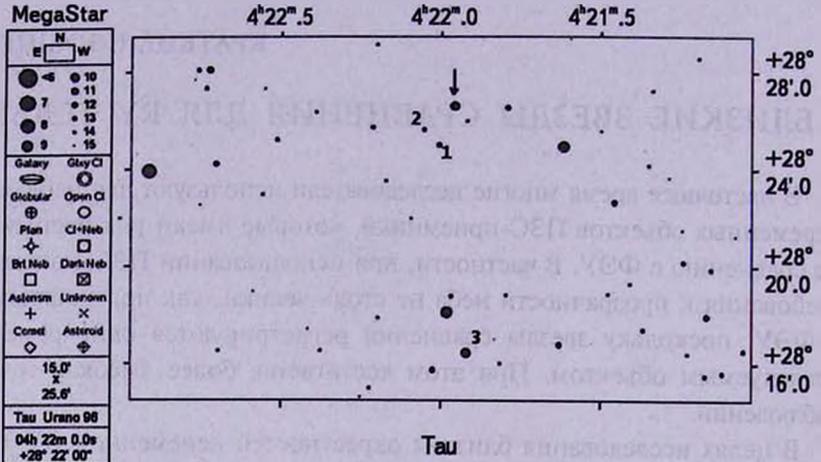


Рис.1. Карта окрестностей RY Тельца.

Near comparison stars for RY Tauri. Given magnitude V and color indices $B-V$ and $U-B$ of comparison stars located at distance at about 2' from the variable.

Key words: *T Tauri variable stars: comparison stars - individual: RY Tauri*

25 июня 2010

Государственный астрономический
 институт им. П.К.Штернберга,
 Россия, e-mail: gvz@sai.crimea.ua

Г.В.Зайцева
 G.V.Zajtseva

ОБЗОРЫ

ВКЛАД ПУЛКОВСКОЙ И ХАРЬКОВСКОЙ НАУЧНЫХ ШКОЛ В ПРОБЛЕМУ ПОИСКОВ ЭКЗОПЛАНЕТ И МАЛОМАССИВНЫХ ТЕМНЫХ СПУТНИКОВ У ЗВЕЗД

В.А.ЗАХОЖАЙ¹, Ю.Н.ГНЕДИН², Н.А.ШАХТ³

Поступила 29 июня 2010

Статья посвящается пулковскому астроному, профессору Александру Николаевичу Дейчу (1899–1986) в связи с 110-летием со дня его рождения. А.Н.Дейч известен как основатель пулковской программы наблюдений звезд с невидимыми спутниками, а также как один из исследователей звезды 61 Лебеда, у которой были в свое время заподозрены невидимые спутники планетной массы. Приводится обзор работ, связанных с астрометрическими наблюдениями на длиннофокусном астрографе и поисками невидимых спутников у близких звезд. Дано краткое изложение современных методов поиска экзопланет. Перечислены проекты инструментов, предложенные харьковскими (НИИА ХНУ) и казанскими (АО КГУ) астрономами для поисков маломассивных темных компонентов звезд. Даны примеры подтверждения невидимых спутников звезд, обнаруженных по наблюдениям. Отмечен ряд теоретических выводов, относящихся к данной теме, которые были получены в Харьковском национальном университете им. В.Н.Каразина (НИИА ХНУ и кафедра астрономии).

Ключевые слова: *экзопланеты:орбиты:визуально-двойные звезды:*

ADS 15571, ADS 14636 (61 Cyg), Gliese 623

1. *Введение.* Между астрономами Пулковской обсерватории (ГАО РАН) и Харьковского национального университета (ХНУ им. В.Н. Каразина) с давних пор сложились дружеские и деловые отношения. На протяжении всей истории учреждений неоднократно выполнялись совместные исследования по астрометрии, астрофизике и звездной астрономии. С конца 1970-х гг. ведется сотрудничество и в решении проблемы поиска невидимых звездных, субзвездных и планетных компонентов звезд.

Мы посвящаем настоящий обзор пулковскому астроному, доктору физ.-мат. наук профессору Александру Николаевичу Дейчу в связи с 110-летием со дня его рождения (31.12.1899). А.Н.Дейч в течение многих лет был заведующим отделом фотографической астрометрии и звездной астрономии ГАО РАН, руководителем и учителем нескольких поколений астрономов Пулковской обсерватории, а также сотрудников других обсерваторий. Известно, что воплощенная Александром Николаевичем в жизнь идея Б.П.Герасимовича и Н.И.Днепровского об определении абсолютных

собственных движений звезд относительно галактик, выдвинутая ими в начале 30-х годов, стала существенным вкладом в создание современной инерциальной системы координат.

Кроме того, А.Н.Дейч является основателем пулковской программы наблюдений близких двойных и одиночных звезд, которые наблюдаются в течение многих лет с целью определения их кинематических и динамических параметров и обнаружения в оптическом диапазоне присутствия у них невидимых, гравитационно-связанных с ними спутников малой массы. Вопрос о возможных спутниках звезды 61 Лебеда, которым А.Н.Дейч начал заниматься в 50-е годы прошлого века, был связан с проблемой поисков планетных систем у звезд. А.Н. Дейч был инициатором и руководителем совместных семинаров по данной тематике, в которых участвовали сотрудники НИИ астрономии и кафедры астрономии ХНУ, САО РАН, ГАО РАН, а также зарубежные коллеги.

Часть нашей работы посвящена перспективам наблюдений планетных систем с помощью современных технических средств и теоретических разработок в этой области. При этом мы затронули лишь небольшую долю известных исследований. Мы старались подчеркнуть вклад харьковских и пулковских коллег в решение данной проблемы с указанием некоторых конкретных результатов.

2. Исторический очерк. Вопросы существования других планетных систем, подобных нашей, занимали умы ученых и философов с древнейших времен, задолго до утверждения гелиоцентрической картины мира (см., например, [1]). В конце XIX и в XX веке данная тема была связана с общей задачей поисков невидимых спутников у звезд. Как известно, первым примером прямого обнаружения невидимых спутников у звезд было открытие Кларком и Шеберле спутников Сириуса и Проциона. Их существование было ранее предсказано Бесселем [2] на основании многолетних рядов меридианных наблюдений. В XX в. с помощью длиннофокусных астрографов были получены достаточно длительные ряды точных астрометрических наблюдений близких к Солнцу звезд.

На основе этих наблюдений в движении некоторых звезд были обнаружены возмущения, вызываемые присутствием оптически невидимых тел малой массы. Во многих случаях такие колебания помогали обнаружить слабый спутник звездной массы, обычно составляющей несколько десятых массы Солнца.

В свое время большой интерес вызвали работы, посвященные поискам спутников у звезды 61 Лебеда (ADS 14636) [3,4], и среди них - работы Дейча [5-7], основанные на длительных рядах пулковских астрометрических наблюдений, и современные спектроскопические и радиоастрономические наблюдения [8,9]. Также, до сих пор, одной из самых интересных звезд с точки зрения

возможного присутствия у нее планетных спутников является "летающая" звезда Барнарда, которой были посвящены исследования Ван де Кампа [10]. Обнаружение систематических отклонений в орбитальном движении 61 Лебеда и в прямолинейном собственном движении звезды Барнарда послужило основой для гипотез относительно присутствия у них планетоподобных спутников и соответственно для построения моделей их орбит.

По самым последним данным (см. [11],) к началу 2010г., не получено ни одного бесспорного доказательства наличия у звезд тех планетных спутников, которые были заподозрены с помощью астрометрии. Это относится как к звезде Барнарда, так и к 61 Лебеда. Однако в этой же статье [11] подчеркивается, что астрометрия остается одной из наиболее перспективных областей для исследования планетных спутников, поскольку дает возможность определять их массу и элементы орбиты, включая ее наклон.

Следует также отметить, что упомянутые звезды остаются перспективными для дальнейших наблюдений с более совершенной техникой. Работы, посвященные исследованиям этих звезд, основанные на высокоточных и долговременных астрометрических измерениях, позволили сделать дополнительные выводы относительно природы этих звезд и внесли вклад в совершенствование методики их наблюдений.

Кроме того, астрометрические исследования во второй половине прошлого века стимулировали прогресс в области астрономии, занимающейся поисками невидимых спутников. Следствием этого явился известный прорыв в науке в целом, когда в 1995г. был открыт первый планетный спутник у 51 Пегаса [12], а затем и целый ряд внесолнечных планет у других звезд.

В то же время были заподозрены и обнаружены невидимые спутники с малой массой, но с параметрами, соответствующими субзвездным объектам. Одним из таких примеров является невидимый компонент в двойной системе Глизе 623 (AC 48° 1595/1589), которая входит в перечень объектов, исследуемых с помощью пулковского 26-дюймового рефрактора.

3. Современные методы поисков внесолнечных систем. Поиск и исследование планетных систем у других звезд являются одной из центральных проблем современной астрофизики. Ожидается, что в ближайшем десятилетии такое направление астрономических исследований будет одним из лидирующих. Это отмечается в готовящейся к изданию в 2010г. международной "Белой Книги" по астрономии. Об этом свидетельствует и создание нового института по исследованию внесолнечных планет в рамках НАСА (NASA Exoplanet Science Institute - NexSci). В настоящее время создается эффективная программа наблюдений внесолнечных планет, в которой планируется участие 16 космических обсерваторий, 62 наземных обсерваторий, включая Кек-интерферометр [13]. Большая часть из этих обсерваторий уже действует. Ожидается, что в рамках этой программы ежегодно будет открываться примерно

30 планет. Это число ограничено не количеством внесолнечных планет, а чувствительностью действующих, строящихся и проектируемых инструментов.

Наземные методы поиска планет у звезд. Длиннофокусные астрографы были первыми реальными инструментами, чувствительность которых близка к необходимой для обнаружения планет у ближайших к Солнцу звезд астрометрическим методом. Этот метод основан на возможности регистрации видимого движения звезды вокруг центра масс системы звезда - планета. Уравнения небесной механики позволяют получить для такой системы следующее простое соотношение:

$$\frac{M_s}{m_{pl}} = \frac{a_{pl}}{a_s}, \quad (1)$$

где M_s и m_{pl} - массы звезды и планеты и, соответственно, значения полуосей их орбит - a_s , a_{pl} . Из законов Ньютона, в случае $M_s \gg m_{pl}$, следует, что выражение для углового размера орбиты звезды вокруг центра масс двойной системы имеет вид:

$$\beta = \left[\frac{G}{4\pi^2} \right]^{1/3} \left[\frac{P}{M_s} \right]^{2/3} \frac{m_{pl}}{D}, \quad (2)$$

где β - угловой размер орбиты звезды в радианах, G - гравитационная константа, P - период движения звезды (или планеты) и D - расстояние от наблюдателя до звезды.

Если представить, что наша Солнечная система расположена на расстоянии 30 световых лет, то угловой размер орбиты Солнца вокруг центра масс системы Солнце - Юпитер составит $\beta = 5.5 \cdot 10^{-4} \approx 0.55 \text{ mas}$. Таким образом, чувствительность астрометрического метода для поиска планет даже у ближайших звезд находится на пределе обнаружения юпитероподобных планет и требует применения интерферометрии.

Поэтому его эффективность пока что уступает методу лучевых скоростей. В настоящее время это самый эффективный метод обнаружения, который широко используется при наблюдении астрометрических двойных звездных систем. Лучевой скоростью принято называть ту компоненту орбитальной скорости звезды, которая направлена вдоль луча зрения наблюдателя. В результате длина волны излучения звезды, регистрируемого наблюдателем, сдвигается вследствие эффекта Доплера, причем в случае движения от наблюдателя длина волны регистрируемого излучения увеличивается (красное смещение) по сравнению с его стандартным значением, а в случае движения к наблюдателю - уменьшается (голубое смещение).

Эффект Доплера позволяет определить следующую величину скорости (для орбиты, видимой с ребра):

$$V = \frac{m_{pl} (2\pi G)^{1/3}}{P^{1/3} M_s^{2/3}}. \quad (3)$$

Если орбита видна не с ребра, то (3) определяет компоненту $v_r = V \sin i$ орбитальной скорости, направленной вдоль луча зрения. В итоге получаем:

$$m_p \sin i = \frac{v_r P^{1/3} M^{2/3}}{(2\pi G)^{1/3}}, \quad (4)$$

где i - угол наклона орбиты к лучу зрения наблюдателя. Таким образом, для точного определения массы планеты необходимо знать угол наклона орбиты, что требует дополнительных наблюдений.

Любопытно, что, если наблюдать нашу Солнечную систему с расстояния ~ 1 пк, то амплитуда вариации лучевой скорости звезды относительно центра

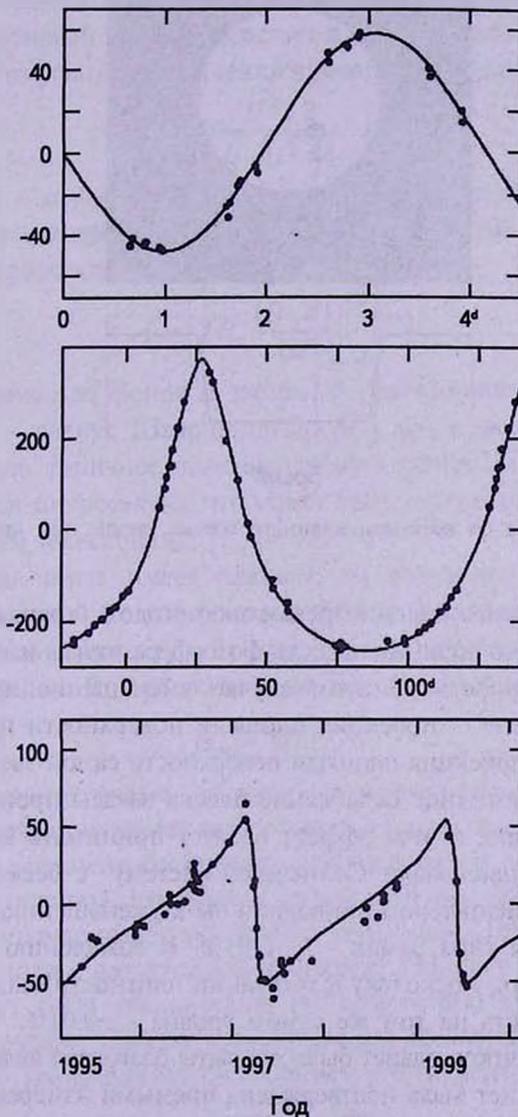


Рис.1. Примеры кривых радиальных скоростей звезд при наличии планетных систем.

масс составит всего 12.5 м/с. Это требует высокой точности спектральных наблюдений, которая и достигнута в последнее время. Примеры измеренных лучевых скоростей в м/с представлены на рис.1.

Сложная проблема определения угла наклона орбиты преодолевается для планетных систем, плоскость орбит которых наклонена к земному наблюдателю на угол, близкий к 90° . Планеты в таких системах периодически проходят по лимбу центральной звезды, уменьшая их блеск (рис.2).

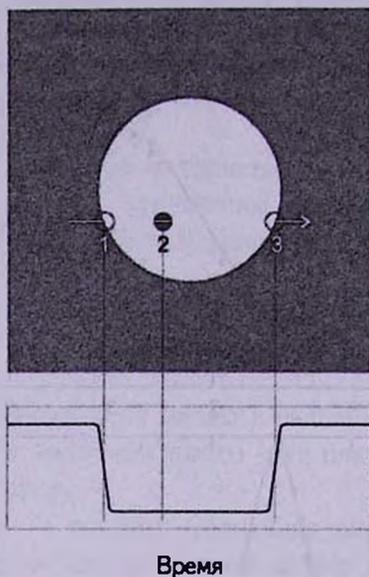


Рис.2. Изменение со временем видимого блеска звезды при прохождении по ее диску планеты.

Выявление такого явления решается методом "транзита". Величина этого эффекта легко оценивается, если фотосфера звезды имеет однородное распределение яркости. В этом случае уменьшение яркости звезды $\sim \pi r^2 / \pi R^2$, где πr^2 - проекция площади поверхности планеты на луч зрения, а πR^2 - проекция площади поверхности самой звезды R . Следует учитывать, что частичное ослабление блеска звезды происходит за счет потемнения к краю, и этот эффект следует принимать во внимание.

Если бы мы наблюдали Солнечную систему "с бесконечности", то покрытие звезды Юпитером приводило бы к уменьшению блеска звезды на 1%, а планеты типа Земли - на 0.01%. К сожалению такой эффект трудно обнаружить, поскольку флуктуации плотности нашей атмосферы вносят погрешность на том же самом уровне - $\sim 0.01\%$.

Несколько десятков планет были открыты благодаря явлению транзита. Часть из этих планет была подтверждена прямыми измерениями лучевых скоростей их звезд. Сочетание двух таких методов (астрометрического и

транзита) позволило также измерить среднюю плотность вещества

внесолнечных планет: $(\rho) = \frac{m_{pl}}{\frac{4}{3}\pi R^3}$, что позволяет получить информацию о радиусе, химическом составе и температуре внесолнечных планет, а также об их орбитальном периоде вокруг центральной звезды. Поскольку число планетных систем, видимых с ребра, мало, при допущении об их равномерном распределении углов наклона к наблюдателю (одна система из 100-200) [14,15], вероятность обнаружения таких систем низка - (0.5-1)%.

Четвертый метод обнаружения экзопланет основан на известном эффекте микролинзирования. В результате действия звезды-линзы яркость линзируемой фоновой звезды возрастает и образует так называемое кольцо Эйнштейна. Коэффициент усиления яркости линзируемой звезды равен:

$$A = \frac{U^2 + 2}{U \sqrt{U^2 + 4}}, \tag{5}$$

где $U = R_E/R$ - отношение радиуса кольца Эйнштейна к расстоянию между звездой-линзой и лучом света фоновой звезды.

Угловой радиус кольца Эйнштейна равен:

$$\theta = \left[2 R_g \frac{(D-d)}{Dd} \right]^{1/2}, \tag{6}$$

где D - расстояние до фоновой звезды, d - расстояние до звезды-линзы, $R_g = 2GM/c^2$ - радиус Шварцшильда, M - масса звезды-линзы.

К сожалению, типичное значение углового размера кольца θ составляет несколько сотен микросекунд, что может быть доступным для наблюдений только крупным телескопам.

Если звезда-линза имеет планету, то возникает дополнительный максимум на кривой блеска фоновой звезды. Характерное время такого "планетного" максимума $t_p \sim \theta_p$, где θ_p - угловой размер планетного кольца Эйнштейна. В результате масса планеты определяется как

$$m_{pl} = M \frac{t_p}{t}, \tag{7}$$

где t - характерное время, за которое линзирующая звезда проходит проекцию расстояния между звездами на плоскости неба. Как правило, величина этого времени составляет несколько суток.

Несложно показать, что такому методу доступно обнаружение планет с марсианскими массами и более (см., например, [16]).

Пятым методом является обнаружение планет у пульсаров. Такие планеты могут быть обнаружены по изменению градиента периода пульсаций пульсара. Скорость орбитального движения пульсара вокруг центра масс v определяется расстоянием его от центра масс

$$d = a \frac{m}{m+M} \approx \frac{am}{M}, \tag{8}$$

где a - большая полуось орбиты, и периодом орбитального движения P :

$$v = 2\pi d/P \approx 2\pi m P^{-1/3} M^{-2/3}. \quad (9)$$

Следовательно, амплитуда изменения периода, согласно эффекту Доплера, есть

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{v}{c} \approx \frac{2\pi}{c} \frac{m}{M^{2/3}} P^{-1/3}. \quad (10)$$

Анализ показал, что современной точности измерения частоты пульсара достаточно для обнаружения планет с массой порядка марсианской и меньше в сантиметровом диапазоне волн, где пульсации проявляются наиболее отчетливо.

Шестым методом является получение прямых изображений планет в окрестностях их центральных звезд. Разность блеска между центральной звездой и планетой зависит от сферического альbedo A , радиуса r и большой полуоси орбитального движения планеты a , и определяется выражением:

$$\Delta m \approx 2.5 \log \left(\frac{A r^2}{4 a^2} \right). \quad (11)$$

Для альbedo $A_1 = 0.4$ и $A_2 = 1.0$ отношения радиусов планеты к радиусу центральной звезды $r/R = 0.1$, и удаленности от звезды $a = 1+10$ а.е. разность блеска, соответственно, ожидается в пределах $\Delta m_1 \approx 19^m + 24^m$, $\Delta m_2 \approx 18^m + 23^m$. Отношение светимостей звезды и планеты определяет их эффективные температуры T_{eff^*} , T_{eff} и радиусы R , r .

$$\frac{L_p}{L_*} = \left(\frac{T_{eff}}{T_{eff^*}} \right)^4 \left(\frac{r}{R} \right)^2. \quad (12)$$

Это отношение очень мало: для объекта типа Юпитера в максимальной элонгации - $L_p/L_* \sim 10^{-9}$. По-видимому, единственная возможность получения изображений планет с Земли связана с использованием адаптивной оптики. Она активно разрабатывается для больших астрономических телескопов нового поколения, с целью компенсации атмосферных фазовых флуктуаций на зрачке 8-10 метрового телескопа при достижении ограниченного дифракцией изображения.

Методы поиска планет у звезд с помощью космических средств. Метод обнаружения явления - "транзит" широко использовался в космическом телескопе Спитцера (<http://www.spitzer.caltech.edu/> [17]), который работал в режиме мониторинга до 12 мая 2009г.

В настоящее время в поиске внесолнечных планет принимает участие и космическая обсерватория CoRoT, запущенная 27 декабря 2007г. Главная задача этой обсерватории - мониторинг 12 тыс. звезд (Baglin et al. [18]). Обсерватория CoRoT была запущена на полярную орбиту с углом наклона

90°. Апогей и перигей орбиты составляли 911 км и 888 км, соответственно (Auvergne et al. [19]). 7 марта 2009г. успешно запущена космическая обсерватория KEPLER, целью которой является определение количества планет типа Земля (Wozniak et al. [20]). "Мишенями" для поиска таких планет являются карликовые звезды спектральных классов F-M. Обсерватория оснащена 0.95-м телескопом с апертурным фотометром, позволяющим осуществить высоко прецизионную фотометрию около 100000 звезд типа Солнца. Главная цель обсерватории - открытие транзитов.

Поиск планет астрометрическим методом предполагается осуществить в ближайшем будущем на планируемых земных и космических телескопах. Развиваемый в Южной Европейской Обсерватории проект PRIMA решает именно эту задачу. Ожидаемые в ближайшее время запуски космических спутников Gaia (Европейское Космическое Агентство) и PlanetQuest (Национальное Космическое Агентство, США), у которых предельное угловое разрешение ожидается на уровне $\sim 1\mu\text{as}$.

На конец мая 2010г. пятью методами (из шести перечисленных, кроме астрометрического) было открыто более 450 экзопланет [21]. В основном, это водородно-гелиевые планеты с массами менее 5 масс Юпитера. 93% планет открыты методом лучевых скоростей. 15% планет наблюдались методом транзитов. Изображения получены для 3% планет. 2% из всех обнаруженных планет были открыты методом гравитационного микролинзирования, 2% - на основе доплеровских сдвигов направленного излучения радиопульсаров.

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ СПУТНИКА (ПЛАНЕТЫ), ПОЛУЧАЕМЫЕ ПРИ
НАБЛЮДЕНИЯХ СОВРЕМЕННЫМИ МЕТОДАМИ*

Метод Параметры	Прямые изображения	Транзит- фотометрия	Астро- метрия	Лучевые скорости	Гравитационное микролин- зирование
Масса	Да **	Нет	Да	Min массы ***	Да
Радиус	Да	Да	Нет	Нет	Нет
Большая полуось	Да	Если известен период	Да	Если известен период	Проскция
Орбитальный период	Да	Да	Да	Да	Нет
Эксцентриситет	Да	Нет	Да	Да	Нет

* Необходима информация о параметрах звезды, особенно, данные о массе, а

в случае наблюдений методом транзита - о радиусе звезды.

** Если известны параметры орбиты звезды.

*** В ряде случаев необходимо знание фактической массы.

Поскольку некоторые планеты были открыты методами лучевых скоростей и транзитов (что повышает достоверность их обнаружения), приведенные значения эффективности методов в сумме не дают 100%.

Ряд внесолнечных планет был открыт методом микролинзирования (Jones [22,23]). Большинство таких открытий были выполнены с помощью специальных обзоров (OGLE 2008, MOA 2008). Именно этим методом было сделано первое открытие холодных планет типа Нептуна, а также обнаружена первая внесолнечная система типа Солнце/Юпитер/Сатурн у звезды OGLE-06-109L [24]. В настоящее время успешно осуществляется специализированный обзор неба PLANET+RoboNet Survey (RoboNet 2008).

К апрелю 2010г. было получено 12 изображений планет [21]. Первая из них, превышающая массу Юпитера в 4 раза, зафиксирована на расстоянии 0".78 от молодой субзвезды 2M1207 (позднего М8-карлика), возраст которой оценивается в 8 млн лет [25]. Изображение было получено на VLT с адаптивной оптикой в полосах H , L' и J .

В табл.1 даны параметры планетного спутника звезды, которые можно получить при наблюдениях современными методами.

4. Технические проекты и исследования, проводимые в НИИА ХНУ. Создание в середине 70-х гг. в Астрономической обсерватории Харьковского университета Когерентного оптического вычислителя (КОВ), позволяющего осуществлять двумерное преобразование Фурье от распределения светового поля в плоскости входного зрачка [26], дало возможность проведения спекл-интерферометрии на БТА САО АН СССР. Возможность поиска планет по их прохождению по диску звезды методом спекл-интерферометрии изучалась на КОВ, а также путем численного моделирования [27] и с помощью специально построенной установки [28], которая позволяла моделировать оптический тракт: объект - атмосфера - 6-м телескоп.

Использование метода спекл-интерферометрии (в равной мере, и других методов) для поиска экзопланет предполагало наличие звезд-кандидатов, у которых могли бы быть планеты. Была предпринята попытка поиска таких звезд-кандидатов в окрестностях 10 пк от Солнца. С этой целью начали создаваться каталоги ближайших звезд. Первая версия такого каталога была опубликована в конце 70-х гг. (Захожай [29]). Данные о параметрах этих ближайших звезд вошли в Астрономическую базу SIMBAD под номерами Zkh. Современная версия этого каталога содержит сведения примерно о 400 звездах и субзвездах. Установление закономерностей между астрофизическими параметрами звезд Главной последовательности позволило оценить вероятные значения 226 масс и 156 радиусов ближайших звезд.

На рубеже 80-90-х гг. обсуждался проект создания звездного интерферометра, в котором приняли активное участие Н.С.Кардашев, В.А.Захожай, А.А.Токовинин, С.Я.Брауде, Л.Н.Литвиненко. Одной из задач такого инструмента,

предназначенного для работы в оптическом и ИК-диапазонах волн был, именно, поиск планет у звезд. В середине 1990-х - начале 2000-х гг. эта работа продолжилась в рамках сотрудничества харьковских, казанских и киевских астрономов [30,31]. Предполагалось совместное создание оптического интерферометра, спроектированного Шорниковым [30].

В 1979 г. состоялась встреча между пулковскими и харьковскими астрономами, в которой участвовали также А.Н.Дейч и Н.А.Шахт (со стороны ГАО АН СССР) и В.А.Захожай (АО ХГУ). Были обсуждены задачи, доступные для решения в Харькове и в Пулковской обсерватории по проблеме невидимых спутников звезд.

В рамках этих задач Александровым и Захожаем в начале 80-х гг. сформулировано понятие "планета" [32]; получена теоретическая формула для долевого содержания звезд с планетными системами (Александров и Захожай, [33]); выполнен обзор, отражающий состояние проблемы существования и поиска внесолнечных планет на начало 80-х гг. (Александров и Захожай, [34]).

При определении понятия "планета" было обращено внимание на два существенных свойства планет: наличие гравитационной дифференциации планетарного вещества, которое находится в конденсированном состоянии [32]. Это позволило оценить нижнюю границу масс силикатных планет - $\sim 10^{-10} m_{\odot}$. Дальнейшее развитие этих представлений получило в работе Слюты и Воропаева [35], которые определили минимальную массу ледяных планет - $\sim 10^{-11} m_{\odot}$. Приняв за основу эти свойства, современная редакция предложенного определения может быть следующей: планеты - космические тела, образующиеся путем коагуляции, завершающейся вторичной аккрецией, находящиеся в конденсированном состоянии и эволюционирующие вследствие гравитационной дифференциации вещества.

Александровым и Захожаем [33] была также выведена формула для вероятности звезд, обладающих планетными системами, учитывающая вероятность существования механизма образования планет у звезд с различной массой - p_m , долевого содержания звезд кратности l - q_l , вероятность наличия зоны неограниченного роста планетезималей у i -го компонента у этих систем - $p_{GI}^{(i)}$ и такой же зоны при наличии у него субзвезды - $p_{GS}^{(i)}$:

$$P_{ps} = p_m \sum_{l=1}^k q_l \left[\sum_{i=1}^l p_{GI}^{(i)} - p_{ss} \left(\sum_{i=1}^l p_{GI}^{(i)} - \sum_{i=1}^l p_{GI}^{(i)} p_{GS}^{(i)} \right) \right], \quad (13)$$

где: k - наибольшая кратность звездных систем, вносящая заметный вклад в вычисление долевого содержания планетных систем, p_{ss} - вероятность образования субзвезд в кратных системах.

Выполненные оценки вероятности существования планет в Галактике в целом и для ближайших звезд составили, соответственно, около 0.2-0.25. Эти оценки превышают в 2-3 раза наблюдаемое доленое содержание звезд с выявленными у них планетными системами методом лучевых скоростей

(см. Фишер и Валенти [36]), т.е. у систем, имеющих преимущественный, относительно Земли, угол наклона планетных орбит.

Анализ верхней границы планетных масс показал, что она не совпадает с минимальной массой звезд, $\sim 0.08 m_{\odot}$, если взять за основу кумаровское определение феномена звезды (Китаг [37]). Поэтому, приблизительно в одно и то же время Тартер [38] (это диссертация, которая в 70-е годы была неизвестна и недоступна советским астрономам) и Александров и Захожай [32] выдвинули гипотезу о существовании во Вселенной отдельного класса космических тел, кроме звезд и планет. Тартер назвала их коричневыми карликами, Александров и Захожай - субзвездами.

В 90-е гг. в Харькове была разработана новая эволюционная модель субзвезд, базирующаяся на зависимости уравнения состояния вещества от параметров вырождения электронов и степени ионизации атомов [39,40]. Предсказан химический состав атмосфер субзвезд (Захожай, Котелевский, Педаш [41]), согласованный с наблюдаемыми данными и представлениями о внешних слоях водородно-гелиевых планет. Выявлены общие статистические закономерности между основными физическими параметрами субзвезд на стадии охлаждения, впервые был получен звездно-субзвездный спектр масс (Zakhozhay [42]), позволивший вычислить доленое содержание (по массе) субзвезд, среди звездно-субзвездной популяции окрестностей Солнца - 13%.

Совершенствование классификации планет привело к выдвиганию аргументов о существовании во Вселенной четырех типов планет: водородно-гелиевых, ледяных, силикатных и металлических [43-45]. Анализ природы субзвезд позволил выдвинуть гипотезу о существовании двух типов субзвезд. К одному из них должны принадлежать коричневые карлики, в недрах которых на определенном этапе эволюции горит дейтерий или литий. К другому типу относятся объекты, в которых ни на какой стадии развития нет ядерных источников энергии, и которым присуще только вечное их сжатие (Захожай [46,47]).

Представления о числе планет в Галактике существенно поменялись после открытия пояса Койпера в Солнечной системе. Введенное понятие минимальной массы планет позволило провести оценку минимальных размеров различных типов планет и их блеска. На этом основании составлен каталог предполагаемых планетных тел в Солнечной системе (V.Zakhozhay, O.Zakhozhay, Y.Krugly [48]). Его анализ показал, что среди больших планет нашей Солнечной системы, их спутников, астероидов Главного пояса и пояса Койпера, число карликовых планет, исходя из современной классификации и их определения как космических тел, прошедших дифференциацию, по-видимому, не менее 100. Это может служить существенным аргументом в пользу того, что число планет в Галактике (но не планетных систем), согласно их общему определению, может существенно превышать число звезд.

5. Пулковская программа звезд с невидимыми спутниками. Некоторые результаты. В настоящее время в Пулковской обсерватории в течение последних нескольких десятков лет на двух астрографах: 26-дюймовом рефракторе и нормальном астрографе ($F=10.4$ м, $D=65$ см и $F=3.4$ м, $D=35$ см, соответственно) ведутся наблюдения близких звезд с целью получения их параллаксов, орбит и масс у двойных звезд. В ряде случаев такие наблюдения позволяют обнаружить периодические колебания в движении звезд, вызываемые гравитационно связанными с ними невидимыми спутниками.

Периодические колебания в движении звезды обнаруживаются в ходе анализа невязок О-С, получаемых в результате определения собственного движения и параллакса для одиночной звезды, или в периодических отклонениях от относительного орбитального движения в системе двойной звезды. При вычислении собственного движения и параллакса, при решении соответствующих уравнений по способу наименьших квадратов, наличие спутника может проявиться в увеличении ошибки единицы веса σ_0 , а так же в увеличении значения q - векового перспективного ускорения в собственном движении звезды.

Наблюдения на 26-дюймовом рефракторе были начаты в Пулкове в конце 1950-х гг. Используя довоенные и послевоенные снимки нормального астрографа, а затем, присоединив к ним наблюдения на рефракторе 1958 - 1978гг., А.Н.Дейч в результате тщательного исследования обнаружил периодические флуктуации в орбитальном движении звезды 61 Лебедя, и сделал предположение о наличии у этой звезды спутников с периодами обращения 6 и 12 лет. Значение нижнего предела массы для первого предполагаемого спутника составило 4 массы Юпитера [7].

Таким образом, А.Н.Дейч заложил основы программы звезд с невидимыми спутниками. В программу были включены, в основном, близкие к Солнцу широкие ($\rho > 2''$.5) двойные, а также одиночные звезды, принадлежащие к поздним спектральным классам и обладающие небольшой массой. В первую очередь были включены те звезды, для которых в то время были получены косвенные данные, указывающие на возможность присутствия спутников. К таким объектам относились, например, Лаланд 21185, Глизе 623 и ряд других одиночных и двойных звезд.

Полученные в Пулкове результаты и компьютерное моделирование показали, что с помощью фотографических наблюдений на 26-дюймовом рефракторе, накопленных к 2000г., в настоящее время возможно обнаружение спутников звездной и субзвездной массы с периодами обращения от 3.5 лет до нескольких десятков лет. Продолжительные и однородные наблюдения в течение ряда лет велись под руководством А.А.Киселева. Фотографические наблюдения велись до начала XXI в., примерно, до 2005-2006гг. В настоящее

время часть звезд программы наблюдается с помощью ПЗС-камеры.

Приведем несколько примеров исследования звезд с предположенными темными спутниками. Все эти звезды были включены по инициативе А.Н.Дейча в пулковскую программу наблюдений, в основном, в 50-е и 60-е гг. прошлого века.

1. С 1979г. в Пулкове на 26-дюймовом рефракторе наблюдается звезда Глизе 623 ($\alpha_{2000} = 16^{\text{h}}22^{\text{m}}.6$, $\delta_{2000} = +48^{\circ}28'$, $10^{\text{m}}.3$, dM3; $\pi = 0''.124$). Ранее, по астрометрическим и спектроскопическим данным (см. [49,50]), были обнаружены периодические изменения в движении звезды, вызванные темным спутником. Влияние спутника было подтверждено в [51,52] на интервале времени 1979-1995гг. (см. рис.3). В 1996г. фотография спутника была получена с помощью телескопа Хаббла. Звезда Глизе 623 была разрешена на две компоненты в видимом диапазоне с помощью наблюдений HST/FOC, при этом слабая компонента, абсолютная звездная величина которой оказалась равной $M_{\text{vis}} = 16^{\text{m}}.67 \pm 0^{\text{m}}.10$, находилась на расстоянии $0''.33$ [53]. Масса спутника, полученная из соотношения масса-светимость, составляет $0.098 m_{\odot}$. Согласно дальнейшим исследованиям [54], спутник Глизе 623 принадлежит

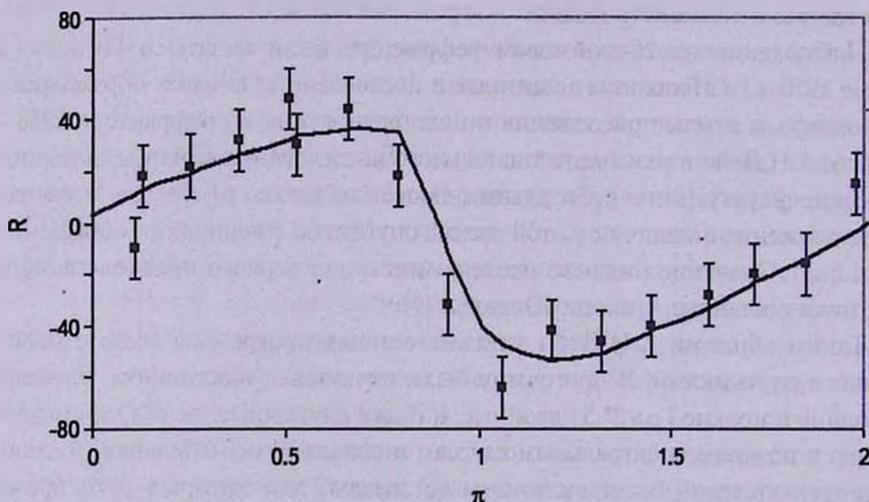


Рис.3. Периодические отклонения от прямолинейного движения фотоцентра системы Gliese 623A + Gliese 623B, полученные по наблюдениям в Пулкове в 1979-1995гг. и вызванные притяжением оптически невидимого спутника с массой $0.098 m_{\odot}$ и с периодом обращения 3.76 г. По оси абсцисс - фазовый угол, по оси ординат - периодические смещения R в миллисекундах в проекции на RA (вертикальные отрезки). Сплошная кривая - движение фотоцентра, вычисленное по элементам его орбиты [52].

к классу L -карликов, т.е. к субзвездам, имеющим эффективную температуру между $2000^{\circ} \pm 100^{\circ} \text{K}$ и $1500^{\circ} \pm 100^{\circ} \text{K}$. Таким образом, этот спутник является более холодным, чем звездные M -карлики, и по своим параметрам он находится близко к границе между звездами и коричневыми карликами.

2. При наличии продолжительного наблюдательного материала на 26-

дьюмовом рефракторе был выявлен еще целый ряд спутников звездной массы в системах двойных звезд, причем с достаточно долгопериодическими орбитами. Таким примером является звезда ADS 15571, невидимый спутник которой с массой $0.6m_{\odot}$ имеет период обращения 23 года. Этот спутник, согласно исследованию Грошевой [55], остается невидимым в оптическом диапазоне, но, вполне вероятно, что он является рентгеновским источником, находящимся на угловом расстоянии $2''$ от видимой звезды.

3. Звезда Лаланд 21185 ($\alpha_{2000} = 11^{\text{h}}03^{\text{m}}.3$, $\delta_{2000} = +36^{\circ}02'$, $m_{\text{в}} = 7^{\text{m}}.5$, Sp M2V, $\pi = 0''.396$), является одной из наиболее близких к Солнцу звезд и в течение многих лет входит в списки звезд, у которых возможно обнаружение темного спутника, в том числе и с планетной массой. Эта звезда имеет достаточно большую историю наблюдений. По наблюдениям в Пулкове (1962-1993гг.) было получено вековое ускорение этой звезды по направлению ее движения q , равное $0.00018 \pm 0.00007''/\text{год}^2$. Оно не превышает его теоретическое значение и свидетельствует об отсутствии спутника с большой массой $>0.1m_{\odot}$, (Shakht [56]).

4. В орбитальном движении 61 Лебеда по наблюдениям на 26-дьюмовом рефракторе Горшановым и др. [57] по нашим новым наблюдательным данным 1958-1997гг. подтверждены систематические колебания, подобные тем, которые были обнаружены Дейчем [6,7]. Их можно интерпретировать как влияние спутника с массой $\geq 0.01m_{\odot}$ и с периодом 6.5 лет. Следует все же отметить, что эти колебания проявились только по одной координате (в проекции на прямое восхождение). Кроме того, дополнительное исследование Горшановым нескольких многолетних рядов наблюдений двойных звезд, сделанное с привлечением опорных звезд, показало, что периодические флуктуации с периодом около 12 лет можно частично объяснить слабыми колебаниями геометрического масштаба рефрактора. Также в связи с данными [8,9] мы полагаем, что вопрос относительно возможных спутников 61 Лебеда является открытым. Требуются дополнительные высокоточные ее наблюдения на наземных и космических инструментах.

5. В качестве примера можно привести обнаруженные по пулковским наблюдениям периодические отклонения в орбитальном движении двойной звезды ADS 5983 (δ Близнецов), вызванные предполагаемым спутником с массой $\geq 0.2M_{\odot}$ (см. работу [58], а также рис.4).

6. *Выводы.* I. В ХНУ им. В.Н.Каразина были разработаны: 1) установка для моделирования больших телескопов с целью отработки методики прохождения планеты по диску звезды и наблюдений затменных систем; и 2) совместно с казанскими и киевскими астрономами - интерферометр (для наземного и космического базирования), предназначенный для обнаружения маломассивных спутников у звезд, уникальная конструкция которого основывалась на передовых технологиях и не потеряла своего

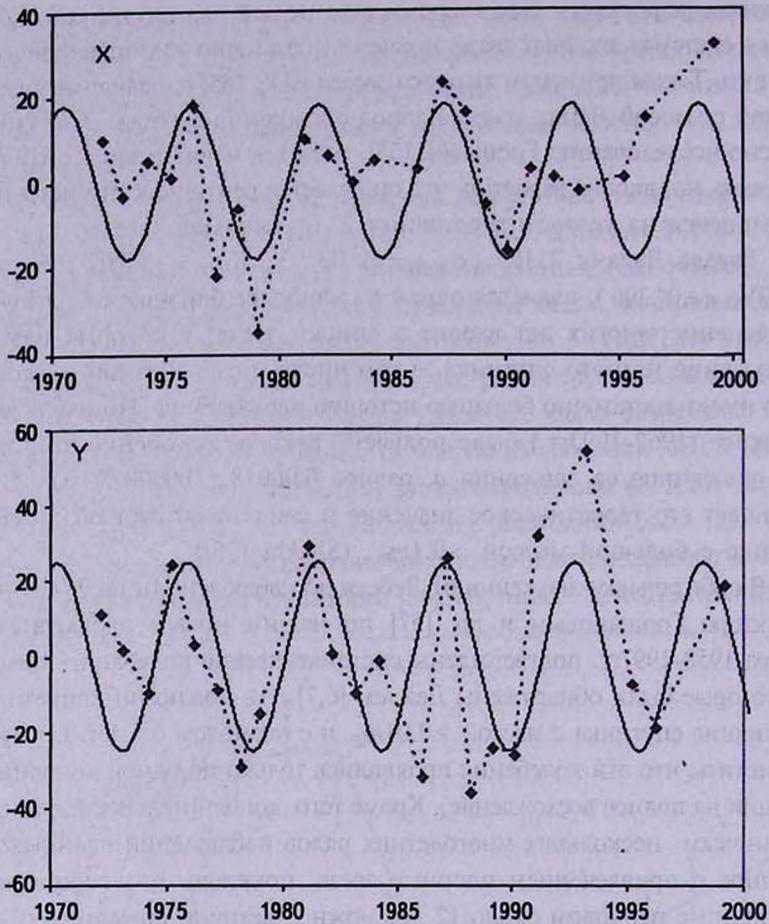


Рис.4. ADS 5983 (δ Gem): Сравнение орбитального движения фотоцентра, совершаемого под влиянием предполагаемого спутника (сплошная линия), с наблюдениями на пулковском 26-дюймовом рефракторе (пунктир). По оси абсцисс – время наблюдений в годах, по оси ординат – отклонение от орбитального движения видимой пары, выраженное в миллисекундах. Период обращения спутника 5.6 лет, нижний предел массы $\sim 0.2m_{\odot}$.

значения до сих пор.

Харьковскими астрономами была получена новая эволюционная модель внутреннего строения субзвезд, базирующаяся на современных представлениях об уравнении состояния вещества их недр. Были также представлены аргументы о существовании во Вселенной четырех типов планет: водородно-гелиевых, ледяных, силикатных и металлических; а также двух типов субзвезд, одним из которых являются коричневые карлики. Рассчитан химический состав атмосфер субзвезд, согласующийся с представлениями о внешних слоях водородно-гелиевых планет, атмосфер холодных звезд и субзвезд.

II. Идея поисков планетоподобных спутников у звезд послужила основой для создания заложенной А.Н. Дейчем уникальной программы, в результате выполнения которой на основе регулярных продолжительных (более 40 лет) наблюдений двойных звезд, в ГАО РАН в Пулковке были получены точные ряды их положений, а также накоплен опыт определения орбит и масс двойных звезд с учетом их физических характеристик. Получены два пулковских каталога [59,60], содержащие относительные положения около 400 двойных звезд, определены для них новые орбиты (для более, чем 50 систем). Проведены оценки масс, в ряде случаев обнаружен избыток массы, а также выявлены и подтверждены темные спутники звездной и субзвездной массы.

В настоящее время наблюдения в Пулковке на 26" рефракторе продолжают на ПЗС-камере FLI Pro Line 09000 с размером поля 12 кв. мин. В рамках совместной работы с коллегами из ХНУ им. В.Н.Каразина, предполагается исследование нескольких десятков двойных систем и одиночных звезд с возможными темными спутниками.

Работа поддерживалась грантами программы Президиума РАН №4, программы ОФН РАН, программы ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы (ГК №02.740.11.0246), президентской программы "Ведущие научные школы" на 2010-2011 годы (НШ-3645.2010.2).

¹ Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Харьков, Украина,

² Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулково, Санкт-Петербург, Россия., e-mail: gnedin@gao.spb.ru shakht@gao.spb.ru

THE CONTRIBUTION OF PULKOVO AND KHARKIV SCIENTIFIC SCHOOLS IN A PROBLEM OF SEARCHES OF EXOPLANETS AND DARK SATELLITES OF STARS

V.A.ZAKHOZHAI¹, Yu.N.GNEDIN², N.A.SHAKHT²

The article is dedicated to Pulkovo astronomer, professor Alexander Nikolaevich Deich (1899-1986) and is connected with the 110 anniversary from the date of his birth. A.N.Deich is known as the founder of Pulkovo program of double stars and stars with invisible components, and also as one of researchers of 61 Cyg - a star, which was earlier suspected to having dark satellites of planetary mass. The review of the works connected with observa-

tions on long focus astrographs and with searches of invisible components of stars near to the Sun is listed. The summary of modern methods for search of exoplanets is given. Projects of the tools offered by astronomers from Kharkiv (The Research Institute of Astronomy Kharkiv University) and Kazan (Astronomical observatory of Kasan University) for searches of low mass dark components of stars are listed. Examples of acknowledgement of invisible components of the stars which have been found out on astrometric observations are given. Some theoretical elaborations, concerning to the given theme which have been received in the V.N.Karazin Kharkiv National University (The Research Institute of Astronomy and Faculty of Astronomy) is noted.

Key words: *exoplanets:orbits:visual double stars:ADS 15571, ADS 14636(61 Cyg), Gliese 623*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Artymowicz, S.H.Lubow, W.Kley*, www.astro.su.se/~pawel/blois/blois.html
2. *F.W.Bessel*, *Astron. Nachrichten*, Bd., 514, 144, 1844.
3. *J.Wilsing*, *Sitzungber. Akadem. zu Berlin*, 2, 879, 1883.
4. *К.Аа.Strand*, *PASP*, 55, 322, 1943.
5. *А.Н.Дейч*, *Изв. ГАО*, 146, 1, 1951.
6. *А.Н.Дейч*, *Изв. ГАО*, 166, 138, 1960.
7. *А.Н.Дейч*, *Письма в Астрон. ж.*, 4, 95, 1978.
8. *B.Campbell, G.A.H.Wolker, S.Yang*, *Astrophys. J.*, 331, 2, 1, 902, 1988.
9. *T.S.Bastian, G.A.Dulk, J.LebLANC*, *Astrophys. J.*, 545, 2, 1058, 2000.
10. *P. Van de Kamp*, the book "Stellar paths" in *Astrophys. Space Sci Library*, 85, 155, 1981.
11. *M.Kürster, M.Zechmeister*, "Sterne und Weltraum", 2, 44, 2010.
12. *M.Mayor, D.Quelos*, *Nature*, 378, 355, 1995.
13. *W.Danchi*, "2008 Exoplanet Forum Report", 71, 2008.
14. *Ю.В.Александров, В.А.Захожай*, *Астрон. вестн.*, 17, 3, 131, 1983b.
15. *В.А.Захожай*, *Вісн. астрон. школи*, 4, 2, 34, 2005.
16. *А.Ф.Захаров*, /Гравитационные линзы и микролинзирование/ Москва, Янус - К, 1997).
17. <http://www.spitzer.caltech.edu/>
18. *A.Baglin et al.*, 36th COSPAR Scientific Assembly, 36, 3749, 2006.
19. *M.Auvergne, P.Bodin, L.Boisnard. et al.*, *Astron. Astrophys.*, 2009.
20. *W.J.Borucki, D.Koch, G.Basri et al.*, //A Decade of Extrasolar Planets around Normal Stars, (Ed. M.Livio), Cambridge University Press., 2005.
21. *J.Schneider*, *The Extrasolar Planets Encyclopaedia* //<http://exoplanet.eu/> - Update: 21 May 2010.

22. *B.W.Jones*, International Journal of Astrobiology, 7, 279, 2008; arXiv: 0901, 2018, 2009.
23. *B.W.Jones*, The Search for Life Continued - Planets around Other Stars, Springer - Praxis, Heidelberg, N.Y., 2008.
24. *R.Pudritz, P.Higgs*, J. Stone editors. - Planetary Systems and the Origin of Life, Cambridge Univ. Press, 2007.
25. *G.Chauvin et al.*, Astron. Astrophys., 425, L29, 2004.
26. *В.Н.Дудинов, В.С.Цветкова, В.А.Кришталь и др.*, Вестн. Харьк. ун-та, 160, 12, 65, 1977.
27. *В.А.Захожай*, Вестн. Харьк. ун-та., 223, 16, 60, 1981.
28. *В.А.Захожай*, Вестн. Харьк. ун-та., 247, 18, 44, 1983.
29. *В.А.Захожай*, Вестн. Харьк. ун-та., 190, 14, 52, 1979.
30. *В.А.Захожай, П.Н.Федоров, О.Е.Шорников*, Тези доповідей міжнародної наукової конференції "Роль наземної астрометрії в POST-HIPPARCOS період" (9-12 вересня 1996 р), Миколаїв, МАО, 13, 1996.
31. *В.А.Захожай, П.Н.Федоров, А.А.Мызников*, "Первая украинская конференция по перспективным космическим исследованиям", Сборник тезисов, Киев, 30, 2001.
32. *Ю.В.Александров, В.А.Захожай*, Астрон. вестн., 14, 3, 129, 1980.
33. *Ю.В.Александров, В.А.Захожай*, Астрон. вестн., 17, 2, 82, 1983а.
34. *Ю.В.Александров, В.А.Захожай*, Астрон. вестн., 17, 3, 131, 1983б.
35. *Е.Н.Слюта, С.А.Воропаев*, Астрон. вестн., 27, 1, 71, 1993.
36. *D.A.Fischer, J.Valenti*, Astrophys. J., 622, 1102, 2005.
37. *S.S.Kumar*, Astrophys. J., 137, 4, 1121, 1963.
38. *J.Tarter*, Ph.D. thesis, Univ. Calif., Berkeley, 1975.
39. *В.А.Захожай, А.И.Писаренко, А.А.Яценко*, Всероссийская астрон. конф. ВАК-2004 "Горизонты Вселенной". - Тезисы докладов. - М.: МГУ, ГАИШ, 106, 152, 2004.
40. *А.И.Писаренко, А.А.Яценко, В.А.Захожай*, Астрон. ж., 84, 8, 675, 2007.
41. *В.А.Захожай, С.И.Котелевский, Ю.Ф.Педаш и др.*, Кинем. и физ. неб. тел., 17, 1, 3, 2001.
42. *V.A.Zakhozhay*, Astrophys. Space Sci., 315, 1-4, 13, 2008.
43. *М.М.Євсюков, Ю.В.Александров*, Хімія і геологія планет. - Харків, Крок. 2000.
44. *Ю.В.Александров, Н.Н.Євсюков*, Вісник астрон. школи, 2, 1, 17, 2001.
45. *N.N.Evsukov, V.A.Zakhozhay, V.A.Psaryov*, Odessa Astron. Publ., 14, 205, 2001.
46. *В.А.Захожай*, Вісн. астрон. школи, 2, 1, 34, 2001.
47. *В.А.Захожай*, Кинем. и физ. неб. тел., 18, 6, 535, 2002.
48. *O.V.Zakhozhay, V.A.Zakhozhay, Yu.N.Krugly*, Proc. of 13th Open Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics, April 25-29, 2006, Kyiv, 122, 2006.
49. *S.L.Lippincott, E.R.Borgman*, PASP, 90, 534, 226, 1978.
50. *G.W.Marcy, D.Moore*, Astrophys. J., 341, 961, 1989.
51. *N.A.Shakht*, Proc. Symp. 166 IAU, 359, 1995.

52. *N.A.Shakht*, *Astron. Astrophys. Transact.*, **13**, 327, 1997.
53. *C.Barbieri, G.Demarchi, A.Nota et al.*, *Astron. Astrophys.*, **315**, 418, 1996.
54. *L.N.Reid, J.D.Kirkpatrick, J.Liebert et al.*, *Astrophys. J.*, **521**, 613, 1999.
55. *E.A.Grosheva*, *Astrophysics*, **49**, 3, 397, 2006.
56. *N.A.Shakht*, *Proc. of Coll. 135 IAU, Atlanta, USA*, 346, 1992.
57. *D.L.Gorshanov, N.A.Shakht, A.A.Kisselev*, *Astrophysics*, **49**, 3, 386, 2006.
58. *H.A.Shaxm*, *Изв. ГАО*, **214**, 77, 2000.
59. *A.A.Киселев, О.А.Калиниченко, Г.А.Плюгин и др.*, "Каталог относительных положений и движений 200 визуально-двойных звезд по наблюдениями в Пулковке на 26-дюймовом рефракторе в 1960-1986гг". Л., Наука, 40с., 1988.
60. *A.A.Kisselev, O.A.Kalinichenko, O.V.Kiyaeva et al.*, <http://puldb.ru>, 2006.



ВАДИМ АНАТОЛЬЕВИЧ АНТОНОВ

8 июля 2010г. на 78-м году жизни скончался выдающийся астроном-теоретик, доктор физико-математических наук, профессор Вадим Анатольевич Антонов.

Вадим Анатольевич родился 20 мая 1933г. в Перми. В 1955г. он закончил Молотовский (Пермский) государственный университет по специальности "биолог" и до 1960г. работал в Научно-исследовательском сельскохозяйственном институте. Одновременно он серьезно изучал математику, физику, астрономию, стал читать "Астрономический журнал". Большое влияние на Антонова оказали "Лекции по теории газов" Л.Больцмана. Ознакомившись со статьями профессора К.Ф.Огородникова по динамике звездных систем, он прислал автору письмо с замечаниями. После завязавшейся научной переписки Огородников предложил Антонову поступить в аспирантуру Ленинградского государственного университета. Это круто изменило его судьбу.

За годы аспирантуры Антонов опубликовал три статьи, заложившие основы нового раздела звездной динамики - теории устойчивости звездных систем. В 1964г. он защитил кандидатскую диссертацию на тему "Приложения вариационного метода к звездной динамике и некоторым другим проблемам". К сожалению, часть материала диссертации осталась неопубликованной. Так, в ней была введена величина, названная квази-энтропией, определяющая направление бесстолкновительной эволюции звездных систем. Сейчас эта величина известна как H -функционал Тримейна, Энона и Линден-Белла (1980).

После окончания аспирантуры по 1989г. В.А.Антонов работал в Ленинградском университете. Тематика его исследований значительно расширилась, его два полновесных обзора в "Итогах науки" по фигурам

равновесия и звездным орбитам стали настольными книгами у специалистов. В общей теории динамических систем и теории орбит им был получен ряд фундаментальных результатов, вошедших в его докторскую диссертацию. В отзывах на нее отмечалось, что единственным предшественником у Антонова был У.Р.Гамильтон.

В 1989г. Вадим Анатольевич перешел в Институт теоретической астрономии АН СССР и начал развивать теорию локальных инвариантов, обобщающих интегралы движения. После закрытия ИТА в 1998г. Антонов стал сотрудником Главной астрономической обсерватории в Пулково. В это время он начал плодотворно разрабатывать проблемы геодинамики и динамики межзвездной среды. Совместно с Б.П.Кондратьевым он доказал, что, вопреки сложившемуся мнению, приливное поле Луны почти не оказывает влияния на движение внутреннего ядра Земли, а также вскрыл серьезные ошибки в общепринятом на то время механизме распространения сверхдлинных волн на разломах литосферы Земли.

Большое количество работ В.А.Антонова посвящено детальному анализу задач в нарождающейся науке о самосогласованных моделях звездных систем и орбитах звезд в различных потенциальных полях. В 1970-е гг. он разработал метод лагранжевых смещений в фазовом пространстве для исследования устойчивости однородных моделей звездных систем (таких, как однородные шар или эллипсоид). Затем Антонов распространил метод лагранжевых смещений на исследования нелинейных колебаний звездных систем. Здесь он доказал неустойчивость сферических звездных систем с чисто радиальными орбитами звезд и, совместно с учеником С.Н.Нуритдиновым, изучил радиально колеблющийся однородный шар. Замечательно то, как это было сделано: в результате пространственно-временного преобразования проблема сводится к нахождению равновесия некоторой условной модели, исследование линейной устойчивости которой и означает анализ устойчивости нелинейных колебаний. По современным представлениям, именно такая модель играет важную роль в ранней эволюции галактик.

Наибольшую известность получили работы В.А.Антонова по теории устойчивости звездных систем. Он разработал вариационный метод исследования устойчивости сферических звездных систем с изотропным распределением скоростей и доказал, что устойчивости могут угрожать лишь возмущения, не нарушающие сферическую симметрию. Была развита гидродинамическая аналогия, согласно которой задача об устойчивости звездной системы может быть сведена к значительно более простой задаче об устойчивости газовой системы. Основные результаты Антонова сформулированы в фундаментальной монографии Дж. Бинни и С. Тримейна "Galactic Dynamics" в виде четырех "законов Антонова". Большое число откликов вызвала статья В.А.Антонова "Наивероятнейшее фазовое распределение в сферических звездных системах и условия его существования" (1962), продолжающая работы К.Ф.Огородникова по статистической механике звездных систем. В этой работе, исходя из закона возрастания энтропии, Вадим Анатольевич доказал, что (а) абсолютного максимума энтропии для гравитирующих систем не существует, (б) максвелловское распределение скоростей соответствует относительному максимуму только если контраст плотности между центральными и периферийными частями системы не превышает критического значения 708,61. Если же контраст плотности превысит это значение, то система будет неограниченно сжиматься. Эта работа произвела большое впечатление на

кембриджского астрофизика Д.Линден-Белла. В 1968г., после пяти лет сомнений, он разъяснил смысл открытого Антоновым явления и назвал его "гравитермальной катастрофой". Такая катастрофа определяет финальную эволюцию звездных скоплений и ее следствием являются открытые в 1983г. Судзимото и Бетвизером гравитермальные колебания.

Работы Антонова по теории динамических систем оказались менее замеченными. В них он, следуя А.Пуанкаре и Дж.Д.Биркгофу, рассмотрел теорию сохраняющих площадь закручивающихся преобразований кольца. Из теории Антонова, в частности, вытекает новый способ нахождения периодических орбит в звездных системах.

В ряде работ В.А.Антонов разрабатывал теорию гравитационного потенциала и ее приложения к моделированию гравитационных полей Земли и планет. Основные результаты этих исследований нашли отражение в монографиях В.А.Антонова, Е.И.Тимошковой и К.В.Холшевникова "Введение в теорию ньютоновского потенциала" (1988) и В.А.Антонова, И.И.Никифорова, К.В.Холшевникова "Элементы теории гравитационного потенциала и некоторые случаи его явного выражения" (2009).

Невозможно даже кратко изложить здесь работы В.А.Антонова по теории фазового перемешивания звездных систем (совместно с Л.П.Осипковым), по магнитогидродинамической теории газовых дисков галактик (совместные с О.А.Железняком), динамике протопланетного облака (совместные с А.С.Барановым), разрушению кометного облака (совместно с З.П.Тодрией), задаче трех тел (совместно с А.Д.Черниным), теории случайных процессов, теории приливного взаимодействия, теоретической оптике и др. Совместно с Б.П.Кондратьевым он опубликовал ряд работ, посвященных основам квантовой механики, включая монографию "Разрешение парадокса кошки Шредингера. Попытка построения нелинейной квантовой механики" (1994).

Талант В.А.Антонова был многогранен. У него было много учеников, а число исследователей звездных динамик и небесных механиков, испытавших влияние Антонова, впечатляет. Что бы ни делал Антонов в науке и в жизни, он всегда был самобытен и оригинален. В 1978г. Ленинградский университет присудил ему премию первой степени "За лучшую работу года". В 2008г. Пулковская обсерватория наградила его медалью им. В.Струве. Вадим Анатольевич является единственным российским астрономом, которого Отделение динамической астрономии Американского астрономического общества наградило (в 1999 г.) премией им. Д.Брауэра.

Уход из жизни В.А.Антонова - невосполнимая потеря для российской и мировой науки.

Б.П.Кондратьев, Л.П.Осипков

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 53, 2010 год

<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Овсепян А.В.</i> О конформных аналогах теории Йордана-Бранса-Дикке. I.	317
<i>Адибекян В.Ж.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	69
<i>Акопян А.А.</i> О цикличности вспышечной активности вспыхивающих звезд	613
<i>Ал-Зют М.М.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i>)	363
<i>Ал-Зют М.М.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i>)	529
<i>Аллен Р.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	69
<i>Амбарян В.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	333
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	317
<i>Арутюнян Г.А.</i> Об одном возможном источнике энергии выбросов материи из космических объектов	341
<i>Арутюнян Г.А., Биернака Моника, Флин Пиотр</i> Попытка проверки идеи Амбарцумяна о происхождении галактик. II. Распределение галактик в скоплениях и позиционных углов галактик	53
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	575
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Рубан Е.В.</i>)	589
<i>Банг Х.Х.</i> (см. <i>Тонг Ле Дюк</i>)	493
<i>Банникова Е.Ю.</i> (см. <i>Пославский С.А.</i>)	201
<i>Барсунова О.Ю.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	407
<i>Барышев Ю.В.</i> (см. <i>Набоков Н.В.</i>)	105
<i>Барышев Ю.В.</i> (см. <i>Набоков Н.В.</i>)	117
<i>Бекетов О.Б.</i> (см. <i>Райков А.А.</i>)	441
<i>Бескровная Н.Г.</i> (см. <i>Ихсанов Н.Р.</i>)	269
<i>Биернака Моника</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i>)	53
<i>Бисноватый-Коган Г.С.</i> (см. <i>Клепнев А.С.</i>)	455
<i>Болдычева А.В.</i> (см. <i>Масленников К.Л.</i>)	173
<i>Булига С.Д.</i> (см. <i>Силантьев Н.А.</i>)	501
<i>Бычков В.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i>)	337
<i>Бычкова Л.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i>)	337
<i>Ван Ханг Т.</i> (см. <i>Тонг Ле Дюк</i>)	493
<i>Вартанян Ю.Л.</i> Сверхплотные звезды, содержащие странные барионы	25
<i>Витриченко Э.А., Леман Х., Клочкова В., Бычкова Л., Бычков В.</i> Обнаружение звезды, убегающей из трапеции Ориона	337
<i>Ву Пинг</i> (см. <i>Денг Хин-Фа</i>)	377
<i>Гигоян К.С., Мовсесян Т.А., Амбарян В.В.</i> Rosat источник IRXS J181333.7+453118, Сейфертовская галактика	333
<i>Гигоян К.С., Синамян П.К., Энгельс Д., Микаелян А.М.</i> Звезды поздних спектральных классов из DFBS	145
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Сложная структура магнитного поля CP-звезды HD 142301	603

<i>Глаголевский Ю.В., Чунтонов Г.А., Шаврина А.В., Павленко Я.В.</i>	
О некоторых свойствах He-w звезды HD 35502	157
<i>Гнедин Ю.Н. (см. Захожай В.А.)</i>	645
<i>Гнедин Ю.Н. (см. Силантьев Н.А.)</i>	501
<i>Горшанов Д.Л. (см. Шахт Н.А.)</i>	257
<i>Гринин В.П., Ростопчина А.Н., Барсунова О.Ю., Демидова Т.В.</i> О механизме циклической активности звезды Ae Хербига BF Ori	407
<i>Грошева Е.А. (см. Шахт Н.А.)</i>	257
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> О связи групп СуБММ беззвездных сгущений с радиальными системами темных глобул	131
<i>Гюльбудагян А.Л., Май Х.</i> Южный M30GRV10 и его окружение	565
<i>Даниелян Э.Х.</i> О единой структуре аналитических решений задач теории переноса излучения в плоскопараллельной однородной среде	301
<i>Дементьев А.В.</i> Уравнение Вольтерра для матричной функции источников при резонансном рассеянии	465
<i>Демидова Т.В. (см. Гринин В.П.)</i>	407
<i>Денг Хин-Фа, Хин Янг, Пенг Джсианг, Ву Пинг.</i> Зависимость эффекта Холмберга от расстояния между компонентами двойных галактик	377
<i>Джаниашвили Э.Б. (см. Кумсиашвили М.И.)</i>	557
<i>Докобо Х.А. (см. Меликян Н.Д.)</i>	229
<i>Докобо Х.А. (см. Меликян Н.Д.)</i>	415
<i>Зайцева Г.В.</i> Анализ 30-летнего ряда фотоэлектрических наблюдений RY Тельца. I. Поиск возможных периодичностей	241
<i>Зайцева Г.В.</i> Близкие звезды сравнения для RY Тельца	643
<i>Захожай В.А., Гнедин Ю.Н., Шахт Н.А.</i> Вклад харьковской и пулковской научных школ в проблему поисков экзопланет и маломассивных темных спутников у звезд	645
<i>Ихсанов Н.Р., Бескровная Н.Г.</i> Аккрецирующий магнитар в тесной двойной системе 4U2206+54	269
<i>Казарян М.А., Адібекян В.Ж., Мклин Б., Аллен Р., Петросян А.Р.</i> Каталог галактик Казаряна	69
<i>Калита С.А. (см. Фиделис В.В.)</i>	387
<i>Кандалян Р.А., Ал-Зют М.М.</i> Внегалактические мазерные источники H ₂ O и их свойства	363
<i>Кандалян Р.А., Ал-Зют М.М.</i> Околоядерный плотный газ в OH-мазерных галактиках	529
<i>Карапетян А.А. (см. Меликян Н.Д.)</i>	229
<i>Карапетян А.А. (см. Меликян Н.Д.)</i>	415
<i>Карапетян А.А. (см. Меликян Н.Д.)</i>	549
<i>Караченцев И.Д. (см. Караченцева В.Е.)</i>	513
<i>Караченцева В.Е., Караченцев И.Д., Шарина М.Е.</i> Обособленные карли-	

ковые галактики в местном сверхскоплении и его окрестностях	513
<i>Караченцев И.Д., Насонова О.Г. (Кашибадзе)</i> Галактики с голубым смещением в скоплении Virgo	41
<i>Киселев А.А.</i> (см. <i>Шахт Н.А.</i>)	257
<i>Клепнев А.С., Бисноватый-Коган Г.С.</i> Модели аккреционных дисков высокой светимости вокруг черных дыр	455
<i>Клочкова В.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i>)	337
<i>Кондратьев А.С.</i> Зависимость амплитуды дрейфа компактных объектов в ядрах галактик от параметров Балджа	95
<i>Кондратьев А.С.</i> Динамика двойных компактных массивных объектов в ядрах галактик при взаимодействии с шаровыми скоплениями	395
<i>Кондратьев Б.П., Трубицина Н.Г.,</i> Приливное влияние колец на центральные фигуры равновесия	217
<i>Конторович В.М.</i> (см. <i>Пославский С.А.</i>)	201
<i>Костандян Г.Р.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	229
<i>Костандян Г.Р.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	415
<i>Крикorian Р., Седракян Д.М.</i> Динамические уравнения сверхтекучей жидкости в искривленном пространстве времени и метод проектирования Каттанео	623
<i>Кумсиашвили М.И., Чаргеишвили К.Б., Джаниашвили Э.Б.</i> Результаты UVV-фотометрических наблюдений затменно-двойной системы XZ Ser	557
<i>Леман Х.</i> (см. <i>Витриченко Э.А.</i>)	337
<i>Магтесян А.П., Мовсесян В.Г.</i> Список групп галактик на основе SFA2 обзора красных смещений	83
<i>Магтесян А.П., Мовсесян В.Г.</i> Галактики высокой поверхностной яркости Аракеляна и их окружение	189
<i>Магтесян А.П., Мовсесян В.Г.</i> О морфологии галактик Маркаряна в одиночных галактиках и в группах	639
<i>Май Х.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i>)	565
<i>Малкин З.М.</i> (см. <i>Масленников К.Л.</i>)	173
<i>Масленников К.Л., Балдычева А.В., Малкин З.М., Титов О.А.</i> Определение красных смещений избранных объектов программы IVS-I	173
<i>Меликян Н.Д., Карапетян А.А.</i> Новые Ha-объекты. Область Суг OB71	549
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Докобо Х.А., Карапетян А.А., Костандян Г.Р., Самсонян А.Л.</i> Спектральные наблюдения затменной переменной RY Sct	229
<i>Меликян Н.Д., Тамазян В.С., Докобо Х.А., Карапетян А.А., Костандян Г.Р., Хенден А.А.</i> Спектральные и фотометрические наблюдения TT Aгі. III	415
<i>Микаелян А.М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	145
<i>Микаелян А.М., Саргсян Л.А.</i> Результаты спектральных наблюдений	

объектов BIG	539
<i>Мклин Б.</i> (см. <i>Қазарян М.А.</i>)	69
<i>Мовсесян В.Г.</i> (см. <i>Магтесян А.П.</i>)	189
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	333
<i>Мовсесян В.Г.</i> (см. <i>Магтесян А.П.</i>)	83
<i>Мовсесян В.Г.</i> (см. <i>Магтесян А.П.</i>)	639
<i>Мурадян З.</i> (см. <i>Никогосян А.Г.</i>)	431
<i>Набоков Н.В., Барышев Ю.В.</i> Метод анализа пространственного распределения галактик на масштабах в гигапарсеки. I. Исходные принципы	105
<i>Набоков Н.В., Барышев Ю.В.</i> Метод анализа пространственного распределения галактик на масштабах в гигапарсеки. II. Применение к сетке обзоров HUDF-FDF-Cosmos-HDF	117
<i>Наварро С.Г.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	61
<i>Насонова О.Г.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	41
<i>Нацелишвили Т.М.</i> (см. <i>Силантьев Н.А.</i>)	501
<i>Неизвестный С.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	181
<i>Никогосян А.Г., Мурадян З.</i> К вопросу об определении микротурбулентных скоростей солнечных протуберанцев	431
<i>Овсепян А.В.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	317
<i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Райков А.А.</i>)	441
<i>Павленко Я.В.</i> (см. <i>Глаголевский Ю.В.</i>)	157
<i>Пенг Джианг</i> (см. <i>Денг Хин-Фа</i>)	377
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i>)	69
<i>Пикичян О.В.</i> К нелинейной задаче диффузного отражения-пропускания лучистой энергии слоем конечной толщины	285
<i>Пиотрович М.Ю.</i> (см. <i>Силантьев Н.А.</i>)	501
<i>Поляков Е.В.</i> (см. <i>Шахт Н.А.</i>)	257
<i>Пославский С.А., Банникова Е.Ю., Конторович В.М.</i> Ускорение и выброс кольцевого вихря как механизм образования компонент джетов АЯГ	201
<i>Райков А.А., Орлов В.В., Бекетов О.Б.</i> О неоднородностях в пространственном распределении гамма-всплесков	441
<i>Ростопчина А.Н.</i> (см. <i>Гринин В.П.</i>)	407
<i>Рубан Е.В., Архаров А.А.</i> Микропеременность и быстрая переменность звезд. I. Стандартные звезды	575
<i>Рубан Е.В., Архаров А.А.</i> Микропеременность и быстрая переменность звезд. II. Полуправильные красные гиганты: L, Pup, 2 Cep, η Gem и σ Lib	589
<i>Саарян А.А.</i> Спектр возмущений на инфляционной стадии при наличии космической струны	479
<i>Самсосян А.Л.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	229
<i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i>)	539

<i>Седрадян Д.М.</i> (см. <i>Крикорян Р.</i>)	623
<i>Сен А.К.</i> Более точное выражение для гравитационного отклонения света, полученное с использованием подхода материальной среды	629
<i>Силантьев Н.А., Гнедин Ю.Н., Пиотровиц М.Ю., Нацалишвили Т.М., Булига С.Д.</i> Поляриметрические следствия крупномасштабной структуры распределения галактик и квазаров	501
<i>Синамян П.К.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	145
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	229
<i>Тамазян В.С.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	415
<i>Тирш Г.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	61
<i>Тирш Х.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	181
<i>Тирш Г.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	353
<i>Титов О.А.</i> (см. <i>Масленников К.Л.</i>)	173
<i>Товмасын Г.Г.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	181
<i>Товмасын Г.М., Тирш Х., Товмасын Г.Г., Неизвестный С.</i> Фотометрические наблюдения девяти компактных групп Шахбазян	181
<i>Товмасын Г.М., Торрес-Папаки Дж.П., Тирш Г.</i> Изолированные группы Шахбазян	353
<i>Товмасын Г.М., Тирш Г., Чавушян В.О., Наварро С.Г.</i> Красные смешения 19 компактных групп галактик Шахбазян	61
<i>Тонг Ле Дюк, Ван Ханг Т., Хуонг Н.Т.Т., Банг Х.Х.</i> Ограничение и изменения постоянной тонкой структуры в течение космологического времени	493
<i>Торрес-Папаки Дж.П.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	353
<i>Трубицина Н.Г.</i> (см. <i>Кондратьев Б.П.</i>)	217
<i>Фиделис В.В., Калита С.А.</i> Рентгеновское и гамма-излучение сверхвысоких энергий от Mrk 421 в 2005г.	387
<i>Флин Пиотр</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i>)	53
<i>Хачикян Э.Е.</i> Концепция Амбарцумяна об активности ядер галактик	5
<i>Хенден А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	415
<i>Хин Янг</i> (см. <i>Денг Хин Фа</i>)	377
<i>Хуонг Н.Т.Т.</i> (см. <i>Тонг Ле Дюк</i>)	493
<i>Чавушян В.О.</i> (см. <i>Товмасын Г.М.</i>)	61
<i>Чаргеишвили К.Б.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i>)	557
<i>Чунтонов Г.А.</i> (см. <i>Глаголевский Ю.В.</i>)	157
<i>Шаврина А.В.</i> (см. <i>Глаголевский Ю.В.</i>)	157
<i>Шарина М.Е.</i> (см. <i>Караченцева В.Е.</i>)	513
<i>Шахт Н.А.</i> (см. <i>Захожай В.А.</i>)	645
<i>Шахт Н.А., Горшанов Д.Л., Грошева Е.А., Киселев А.А., Поляков Е.В.</i> Определение орбиты и оценка масс компонентов визуально-двойной звезды ADS 7251 по наблюдениям на 26-дюймовом рефракторе в Пулковке	257
<i>Энгельс Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	145

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Концепция Амбарцумяна об активности ядер галактик	<i>Э.Е.Хачикян</i>	5
Сверхплотные звезды, содержащие странные барионы	<i>Ю.Л.Вартанян</i>	25
Галактики с голубым смещением в скоплении Virgo	<i>И.Д.Караченцев, О.Г.Насонова (Кашибадзе)</i>	41
Попытка проверки идеи Амбарцумяна о происхождении галактик. II. Распределение галактик в скоплениях и позиционных углах галактик	<i>Г.А.Арутюнян, Моника Биернака, Пиотр Флин</i>	53
Красные смещения 19 компактных групп галактик Шахбазян	<i>Г.М.Товмасын, Г.Тириш, В.О.Чавушян, С.Г.Наварро</i>	61
Каталог галактик Казаряна	<i>М.А.Казарян, В.Ж.Адибемян, Б.Мклин, Р.Аллен, А.Р.Петросян</i>	69
Список групп галактик на основе CFA2 обзора красных смещений	<i>А.П.Магтесян, В.Г.Мовсесян</i>	83
Зависимость амплитуды дрейфа компактных объектов в ядрах галактик от параметров балджа	<i>А.С.Кондратьев</i>	95
Метод анализа пространственного распределения галактик на масштабах в гигапарсеки. I. Исходные принципы	<i>Н.В.Набоков, Ю.В.Барышев</i>	105
Метод анализа пространственного распределения галактик на масштабах в гигапарсеки. II. Применение к сетке обзоров HUDF-FDF-COSMOS-HDF	<i>Н.В.Набоков, Ю.В.Барышев</i>	117
О связи групп субмм беззвездных сгущений с радиальными системами темных глобул	<i>А.Л.Гюльбудагян</i>	131
Звезды поздних спектральных классов из DFBS	<i>К.С.Гигоян, П.К.Синамян, Д.Энгельс, А.М.Микаелян</i>	145
О некоторых свойствах He-w звезды HD 35502	<i>Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов, А.В.Шаврина, Я.В.Павленко</i>	157

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Определение красных смещений избранных объектов программы IVS. I <i>К.Л.Масленников, А.В.Болдычева, З.М.Малкин, О.А.Титов</i>	173
Фотометрические наблюдения девяти компактных групп Шахбазян <i>Г.М.Товмасын, Х.Тириш, Г.Г.Товмасын, С.Неизвестный</i>	181
Галактики высокой поверхностной яркости Аракеляна и их окружение <i>А.П.Магтесян, В.Г.Мовсесян</i>	189
Ускорение и выброс кольцевого вихря как механизм образования компонент джетов АЯГ <i>С.А.Пославский, Е.Ю.Банникова, В.М.Конторович</i>	201
Приливное влияние колец на центральные фигуры равновесия <i>Б.П.Кондратьев, Н.Г.Трубицына</i>	217
Спектральные наблюдения затменной переменной RY Scт <i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Г.Р.Костандян, А.Л.Самсонян</i>	229
Анализ 30-летнего ряда фотоэлектрических наблюдений RY Тельца. I. Поиск возможных периодичностей <i>Г.В.Зайцева</i>	241
Определение орбиты и оценка масс компонентов визуально-двойной звезды ADS 7251 по наблюдениям на 26-дюймовом рефракторе в Пулкове <i>Н.А.Шахт, Д.Л.Горшанов, Е.А.Грошева, А.А.Киселев, Е.В.Поляков</i>	257
Аккрецирующий магнитар в тесной двойной системе 4U 2206+54 <i>Н.Р.Ихсанов, Н.Г.Бескровная</i>	269
К нелинейной задаче диффузного отражения-пропускания лучистой энергии слоем конечной толщины <i>О.В.Пикичян</i>	285
О единой структуре аналитических решений задач теории переноса излучения в плоскопараллельной однородной среде <i>Э.Х.Даниелян</i>	301
О конформных аналогах теории Йордана-Бранса-Дикке. I. <i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян</i>	317
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ROSAT источник 1RXS J181333.7+453118, сейфертовская галактика <i>К.С.Гигоян, Т.А.Мовсесян, В.В.Амбарян</i>	333
Обнаружение звезды, убегающей из трапеции Ориона <i>Э.А.Витриченко, Х.Леман, В.Клочкова, Л.Бычкова, В.Бычков</i>	337

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Об одном возможном источнике энергии выбросов материи из космических объектов	<i>Г.А.Арутюнян</i>	341
Изолированные компактные группы Шахбазян	<i>Г.М.Товмасян, Дж.П.Торрес-Папаки, Г.Тири</i>	353
Внегалактические мазерные источники H_2O и их свойства	<i>Р.А.Кандалян, М.М.Ал-Зют</i>	363
Зависимость эффекта Холмберга от расстояния между компонентами двойных галактик	<i>Хин-Фа Денг, Янг Хин, Джуанг Пенг, Пинг Ву</i>	377
Рентгеновское и гамма-излучение сверхвысоких энергий от Mrk 421 в 2005г.	<i>В.В.Фиделис, С.А.Калита</i>	387
Динамика двойных компактных массивных объектов в ядрах галактик при взаимодействии с шаровыми скоплениями	<i>А.С.Кондратьев</i>	395
О механизме циклической активности звезды Ae Хербига BF Ori	<i>В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, О.Ю.Барсунова, Т.В.Демидова</i>	407
Спектральные и фотометрические наблюдения TT Aгi. III	<i>Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, Г.Р.Костандян, А.А.Хенден</i>	415
К вопросу об определении микротурбулентных скоростей солнечных протуберанцев	<i>А.Г.Никогосян, З.Мурадян</i>	431
О неоднородностях в пространственном распределении гамма-всплесков	<i>А.А.Райков, В.В.Орлов, О.Б.Бекетов</i>	441
Модели аккреционных дисков высокой светимости вокруг черных дыр	<i>А.С.Клепнев, Г.С.Бисноватый-Коган</i>	455
Уравнение Вольтерра для матричной функции источников при резонансном рассеянии	<i>А.В.Дементьев</i>	465
Спектр возмущений на инфляционной стадии при наличии космической струны	<i>А.А.Саарян</i>	479
Ограничение изменения постоянной тонкой структуры в течение космологического времени	<i>Ле Дюк Тонг, Т. Ван Ханг, Н.Т.Т.Хуонг, Х.Х.Банг</i>	493

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Поляриметрические следствия крупномасштабной структуры распределения галактик и квазаров	<i>Н.А.Силантьев, Ю.Н.Гнедин, М.Ю.Пиотрович, Т.М.Нацелишвили, С.Д.Булига</i>	501
Обособленные карликовые галактики в местном сверхскоплении и его окрестностях	<i>В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, М.Е.Шарина</i>	513
Околоядерный плотный газ в ОН-мегамазерных галактиках	<i>Р.А.Кандалян, М.М.Ал-Зют</i>	529
Результаты спектральных наблюдений объектов ВIG	<i>А.М.Микаелян, Л.А.Саргсян</i>	539
Новые $N\alpha$ объекты. Область Суг OB7. I	<i>Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян</i>	549
Результаты UBV фотоэлектрических наблюдений затменно-двойной системы XZ Ser	<i>М.И.Кумсиашвили, К.Б.Чаргеишвили, Э.Б.Джаниашвили</i>	557
Южный M30 GRV10 и его окружение	<i>А.Л.Гюльбудагян, Х.Май</i>	565
Микропеременность и быстрая переменность звезд. I. Стандартные звезды	<i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров</i>	575
Микропеременность и быстрая переменность звезд. II. Полуэрипидальные красные гиганты: L, Pup, 2 Cen, η Gem и σ Lib	<i>Е.В.Рубан, А.А.Архаров</i>	589
Сложная структура магнитного поля Ср-звезды HD 142301	<i>Ю.В.Глаголевский</i>	603
О цикличности вспышечной активности вспыхивающих звезд	<i>А.А.Акопян</i>	613
Динамические уравнения сверхтекучей жидкости в искривленном пространстве-времени и метод проектирования Каттанео	<i>Р.Крикорян, Д.М.Седракян</i>	623
Более точное выражение для гравитационного отклонения света, полученное с использованием подхода материальной среды	<i>А.К.Сен</i>	629
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
О морфологии галактик Маркаряна в одиночных галактиках и в группах	<i>А.П.Магтесян, В.Г.Мовсисян</i>	639
Близкие звезды сравнения для RY Тельца	<i>Г.В.Зайцева</i>	643
ОБЗОРЫ		
Вклад Пулковской и Харьковской научных школ в проблему поисков экзопланет и маломассивных темных спутников у звезд	<i>В.А.Захожай, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Шахт</i>	645

CONTENTS

Number 1

Ambartsumian's conception of the activity of nuclei of galaxies	<i>E.Ye.Khachikian</i>	5
Superdense stars containing strange baryons	<i>Yu.L.Vartanyan</i>	25
Blueshifted galaxies in the Virgo cluster	<i>I.D.Karachentsev, O.G.Nasonova (Kashibadze)</i>	41
An attempt to test Ambartsumian's idea of galaxy origin. II. Location of galaxies within clusters and galaxy position angles	<i>H.A.Harutyunyan, Monika Biernacka, Piotr Flin</i>	53
Redshifts of 19 Shakhbazian compact groups of galaxies	<i>H.M.Tovmassian, H.Tiersch, V.H.Chavushyan, S.G.Navarro</i>	61
A catalog of Kazarian galaxies	<i>M.A.Kazarian, V.Zh.Adibekyan, B.McLean, R.J.Allen, A.R.Petrosian</i>	69
The list of groups of galaxies based on CfA2 redshift survey	<i>A.P.Mahtessian, V.G.Movsessian</i>	83
The dependences of compact massive objects drift amplitude in galactic nuclei on bulge and globular cluster parameters	<i>A.S.Kondratiev</i>	95
Method of analysis of the spatial galaxy distribution at gigaparsec scales. I. Initial principles	<i>N.V.Nabokov, Yu.V.Baryshev</i>	105
A method of analysis of the spatial galaxy distribution at gigaparsec scales. II. Application to the net of deep fields HUDF-FDF-COSMOS-HDF	<i>N.V.Nabokov, Yu.V.Baryshev</i>	117
On the connection of groups of submm starless condensations with radial systems of dark globules	<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	131
Late-type stars found in the DFBS	<i>K.S.Gigoyan, P.K.Sinamyan, D.Engels, A.M.Mickaelian</i>	145
About some properties of He-w star HD 35502	<i>Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, A.V.Shavrina, Ya.V.Pavlenko</i>	157

CONTENTS

Number 2

- Determination of redshifts for selected IVS program objects. I
K.L.Maslennikov, A.V.Boldycheva, Z.M.Malkin, O.V.Titov 173
- Photometric observations of nine Shakhbazian compact groups
H.M.Tovmassian, H.Tiersch, G.H.Tovmassian, S.Neizvestny 181
- The Arakelian galaxies of high surface brightness and their environment
A.P.Mahtessian, V.H.Movsessian 189
- Acceleration and ejection of ring vortexes as a mechanism of arising jet components of AGN
S.A.Poslavsky, E.Yu.Bannikova, V.M.Kontorovich 201
- The tidal influence of rings on central equilibrium figures
B.P.Kondratyev, N.G.Trubitsyna 217
- Spectral observations of the eclipsing binary RY SCT
N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, G.R.Kostandian, A.L.Samsonian 229
- Analysis of the 30-year series of photoelectric observations of RY Tauri. I. Search of possible periodicities
G.V.Zajtseva 241
- The orbit determination and estimation of components masses of visual-double star ADS 7251 based on observations with 26-inch refractor in Pulkovo
N.A.Shakht, D.L.Gorshanov, E.A.Grosheva, A.A.Kiselev, E.V.Polyakov 257
- Accretion-powered magnetar in the close binary system 4U 2206+54
N.R.Ikhsanov, N.G.Beskrovnaya 269
- On the nonlinear problem of diffuse reflection and transmission of the radiation energy for a slab of finite thickness
H.V.Pikichian 285
- On the unified structure of the analytical solutions of the radiative transfer problems in the plane-parallel homogeneous medium
E.Kh.Danielian 301
- On conformal analogies of Jordan-Brans-Dicke theory. I
R.M.Avagian, G.H.Harutunyan, A.V.Hovsepyan 317
- NOTES
- ROSAT 1RXS J181333.7+453118: a Seyfert galaxy
K.S.Gigoyan, T.A.Movsessian, V.V.Hambaryan 333
- Detection of the star escaping from Orion Trapezium
E.A.Vitrichenko, H.Lehmann, V.Klochkova, L.Bychkova, V.Bychkov 337

CONTENTS

Number 3

On a possible source of energy for ejections of matter from cosmic objects	<i>H.A.Harutyunian</i>	341
Isolated Shakhbazian compact groups	<i>H.M.Tovmassian, J.P.Torres-Papaqui, H.Tiersch</i>	353
Extra-galactic H ₂ O maser sources and their properties	<i>R.A.Kandalyan, M.M.Al-Zyouir</i>	363
Dependence of the Holmberg effect on separations between paired galaxies	<i>Xin-Fa Deng, Yong Xin, Jiang Peng, Ping Wu</i>	377
X-ray and very high energy gamma-ray emission from Mrk 421 in 2005	<i>V.V.Fidelis, S.A.Kalita</i>	387
The dynamics of binary compact massive objects amplitude in galactic nuclei in interactions with globular clusters	<i>A.S.Kondratiev</i>	395
On the origin of the cyclic activity of the Herbig Ae star BF Ori	<i>V.P.Grinin, A.N.Rostopchina, O.Yu.Barsunova, T.V.Demidova</i>	407
Spectral and photometric observations of TT Ari. III	<i>N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, G.R.Kostandian, A.A.Henden</i>	415
On the problem of determination of the microturbulent velocities in prominences	<i>A.G.Nikoghossian, Z.Mouradian</i>	431
Non-homogeneities in the spatial distribution of gamma-ray bursts	<i>A.A.Raikov, V.V.Orlov, O.B.Beketov</i>	441
Models of Accretion disks around high-luminosity black holes	<i>A.S.Klepnev, G.S.Bisnovatyi-Kogan</i>	455
Volterra equation for the matrix source function at resonance scattering	<i>A.V.Demytyev</i>	465
Power-spectrum in the inflationary stage in presence of a cosmic string	<i>A.A.Saharian</i>	479
Constraining the cosmological time variation of the fine-structure constant	<i>Le Duc Thong, Tran van Hung, Nguyen Thi Thu Huong, Ha Huy Bang</i>	493

CONTENTS

Number 4

Polarimetric consequences large of scale structure of galaxy and quasar distribution	
<i>N.A.Silant'ev, Y.N.Gnedin, M.Y.Piotrovich, T.M.Natsvlishvili, S.D.Buliga</i>	501
Isolated dwarf galaxies in the local supercluster and its surroundings	
<i>V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, M.E.Sharina</i>	513
Circum-nuclear dense gas in OH-megamaser galaxies	
<i>R.A.Kandalyan, M.M.Al-Zyout</i>	529
The results of spectral observations of BIG objects	
<i>A.M.Mickaelian, L.A.Sargsyan</i>	539
New H α objects. Cyg OB7 region. I.	
<i>N.D.Melikian, A.A.Karapetian</i>	549
Results of UBV photoelectric observations of the early-type eclipsing binary system XZ Cep	
<i>M.I.Kumsiashvili, K.B.Chargeishvili, E.B.Janiashvili</i>	557
Southern YSO GRV10 and its environment	
<i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i>	565
Microvariability and fast variability of the stars. I. The standard stars	
<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov</i>	575
Microvariability and fast variability of the stars. II. The semiregular red giants: L ₂ Pup, 2 Cen, η Gem, σ Lib	
<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov</i>	589
The complex structure of magnetic field of star HD 142301	
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	603
On the cyclic flaring activity of flare stars	
<i>A.A.Akopian</i>	613
Dynamical equations of a superfluid in curved space-time and Cattaneo's projection method	
<i>R.Krikorian, D.M.Sedrakian</i>	623
A more exact expression for the gravitational deflection of light, derived using material medium approach	
<i>A.K.Sen</i>	629
NOTES	
The morphology of Markarian galaxies in single galaxies and in groups	
<i>A.P.Mahtessian, V.G.Movsessian</i>	639
Near comparison stars for RY Tauri	
<i>G.V.Zajtseva</i>	643
REVIEWS	
The contribution of Pulkovo and Kharkiv scientific schools in a problem of searches of exoplanets and dark satellites of stars	
<i>V.A.Zakhozhaj, Yu.N.Gnedin, N.A.Shakht</i>	645

CONTENTS

Polarimetric consequences large of scale structure of galaxy and quasar distribution	<i>N.A.Silant'ev, Y.N.Gnedin, M.Y.Piotrovich, T.M.Natsvlishvili, S.D.Buliga</i>	501
Isolated dwarf galaxies in the local supercluster and its surroundings	<i>V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, M.E.Sharina</i>	513
Circum-nuclear dense gas in OH-megamaser galaxies	<i>R.A.Kandalyan, M.M.Al-Zyout</i>	529
The results of spectral observations of BIG objects	<i>A.M.Mickaelian, L.A.Sargsyan</i>	539
New H α objects. Cyg OB7 region. I.	<i>N.D.Melikian, A.A.Karapetian</i>	549
Results of UBV photoelectric observations of the early-type eclipsing binary system XZ Cep	<i>M.I.Kumsiashvili, K.B.Chargeishvili, E.B.Janiashvili</i>	557
Southern YSO GRV10 and its environment	<i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i>	565
Microvariability and fast variability of the stars. I. The standard stars	<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov</i>	575
Microvariability and fast variability of the stars. II. The semiregular red giants: L ₂ Pup, 2 Cen, η Gem, σ Lib	<i>E.V.Ruban, A.A.Arkharov</i>	589
The complex structure of magnetic field of star HD 142301	<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	603
On the cyclic flaring activity of flare stars	<i>A.A.Akopian</i>	613
Dynamical equations of a superfluid in curved space-time and Cattaneo's projection method	<i>R.Krikorian, D.M.Sedrakian</i>	623
A more exact expression for the gravitational deflection of light, derived using material medium approach	<i>A.K.Sen</i>	629
NOTES		
The morphology of Markarian galaxies in single galaxies and in groups	<i>A.P.Mahtessian, V.G.Movsessian</i>	639
Near comparison stars for RY Tauri	<i>G.V.Zajitseva</i>	643
REVIEWS		
The contribution of Pulkovo and Kharkiv scientific schools in a problem of searches of exoplanets and dark satellites of stars	<i>V.A.Zakhozaj, Yu.N.Gnedin, N.A.Shakht</i>	645

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

МИКРОПЕРЕМЕННОСТЬ И БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗД.

I. СТАНДАРТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Е.В.Рубан, А.А.Архаров 575

МИКРОПЕРЕМЕННОСТЬ И БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЗВЕЗД.

II. ПОЛУПРАВИЛЬНЫЕ КРАСНЫЕ ГИГАНТЫ: L_2 , Pup, 2 Cen,
 η Gem И σ Lib*Е.В.Рубан, А.А.Архаров* 589

СЛОЖНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ СР-ЗВЕЗДЫ

HD142301

Ю.В.Глаголевский 603О ЦИКЛИЧНОСТИ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ВСПЫХИ-
ВАЮЩИХ ЗВЕЗД*А.А.Акопян* 613ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ
В ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ И МЕТОД
ПРОЕКТИРОВАНИЯ КАТТАНЕО*Р.Крикорян, Д.М.Седракян* 623БОЛЕЕ ТОЧНОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ГРАВИТАЦИОННОГО
ОТКЛОНЕНИЯ СВЕТА, ПОЛУЧЕННОЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ПОДХОДА МАТЕРИАЛЬНОЙ СРЕДЫ*А.К.Сен* 629

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О МОРФОЛОГИИ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА В ОДИНОЧНЫХ
ГАЛАКТИКАХ И В ГРУППАХ*А.П.Магтесян, В.Г.Мовсисян* 639БЛИЗКИЕ ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ ДЛЯ γ У ТЕЛЬЦА*Г.В.Зайцева* 643

ОБЗОРЫ

ВКЛАД ПУЛКОВСКОЙ И ХАРЬКОВСКОЙ НАУЧНЫХ ШКОЛ В
ПРОБЛЕМУ ПОИСКОВ ЭКЗОПЛАНЕТ И МАЛОМАССИВНЫХ
ТЕМНЫХ СПУТНИКОВ У ЗВЕЗД*В.А.Захожай, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Шахт* 645