

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 53

АВГУСТ, 2010

ВЫПУСК 3

ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ ИСТОЧНИКЕ ЭНЕРГИИ ВЫБРО-
СОВ МАТЕРИИ ИЗ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Г.А.Арутюнян 341

ИЗОЛИРОВАННЫЕ КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ ШАХБАЗЯН

Г.М.Товмасян, Дж.П.Торрес-Папаки, Г.Тириш 353

ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИЕ МАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ H_2O И
ИХ СВОЙСТВА

Р.А.Кандалян, М.М.Ал-Зют 363

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТА ХОЛМБЕРГА ОТ РАССТОЯНИЯ
МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

Хин-Фа Денг, Янг Хин, Джианг Пенг, Пинг Ву 377

РЕНТГЕНОВСКОЕ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ ОТ MRK 421 В 2005г.

В.В.Фиделис, С.А.Калита 387

ДИНАМИКА ДВОЙНЫХ КОМПАКТНЫХ МАССИВНЫХ
ОБЪЕКТОВ В ЯДРАХ ГАЛАКТИК ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
С ШАРОВЫМИ СКОПЛЕНИЯМИ

А.С.Кондратьев 395

О МЕХАНИЗМЕ ЦИКЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗДЫ
Ae ХЕРБИГА BF Ori

В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, О.Ю.Барсунова, Т.В.Демидова 407

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

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

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)
Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)
Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия),
Ю.Н.Гнедин (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), И.Д.Караченцев (Россия),
Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения),
Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

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

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

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

ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ ИСТОЧНИКЕ ЭНЕРГИИ ВЫБРОСОВ МАТЕРИИ ИЗ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Г.А.АРУТЮНЯН

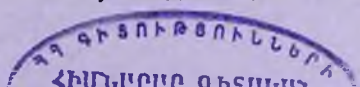
Поступила 31 мая 2010

В работе обсуждается вопрос трансформации энергии ускоряющегося расширения Вселенной во внутреннюю энергию космических объектов. Учитывается общеизвестный факт, что хаббловское расширение наблюдается в масштабах, на два и более порядка меньших размеров "ячеек однородности", а также известные наблюдательные данные, свидетельствующие о том, что это расширение происходит также и на масштабах солнечной системы. На основе этого рассматривается изменение потенциальной энергии отдельных модельных объектов, и показывается, что при этом потенциальная энергия увеличивается, что угрожает дальнейшему существованию данного объекта. Получено выражение для величины массы, которая может получить энергию отрыва за данный период накопления энергии. Сделаны оценки для принятых масс скоплений галактик. Показано, что за 10^7 лет протоскопление накапливает столько энергии, которая достаточна для выброса сгустка вещества с массой нашей галактики.

Ключевые слова: *хаббловское расширение: cD галактики: формирование космических объектов*

1. Введение. Современные сценарии образования космических объектов непременно наталкиваются на необходимость введения физического механизма, который объяснил бы выбросы сгустков материи огромных масс из недр этих тел. Такие процессы наблюдаются как в звездах, так и в галактиках. На планетарном уровне в качестве отдаленных отзвуков таких явлений могут служить вулканы. Правда, мы не наблюдаем таких вулканических процессов, энергетика которых достаточна для обеспечения скорости отрыва для осязаемых масс. С другой стороны, у нас нет также веских и неопровержимых доказательств, что на раннем этапе эволюции этих объектов не было извержений с большей энергией. Космические объекты со временем, вместе с выбросом сгустков части собственной материи теряют внутреннюю энергию, что приводит к ее снижению.

В традиционном космогоническом учении вся энергия Вселенной во всех ее проявлениях является трансформированным продуктом Большого взрыва. То есть, согласно данной гипотезе в самом начале образования Вселенной был один лишь акт сотворения материи и энергии, после чего на фоне всеобщего расширения происходит формирование объектов всех иерархических уровней с помощью синтеза, конденсации и слияния.



Общая идеология такого подхода подразумевает, что энергия выброса материи из космических объектов, в том числе и релятивистских струй, должна была быть интерпретирована аналогичной трансформацией [1,2].

Амбарцумяновская парадигма активности космических объектов предполагает, что их активность является внутренним свойством данных объектов, а *энергия активности* вырабатывается внутри данного объекта. Мы в качестве источника энергии рассматриваем ускоряющееся расширение Вселенной или, согласно другой терминологии, «темную энергию». За последние десятилетия были приведены свидетельства о том, что хаббловское расширение является универсальным и не является прерогативой больших масштабов или Вселенной, как одной цельности. Действительно, есть достаточно веские факты, что этому расширению подвержена Местная группа галактик [3,4], и что оно наблюдается даже в масштабах планетарной системы или отдельных планет [5]. Тогда можно прийти к заключению, что расширение является более универсальным, чем казалось бы [6,7].

2. О природе расширения Вселенной. В числе космологических учений наиболее распространенным и по количеству последователей, и по публикациям считаются теории, основанные на гипотезе Большого взрыва. Именно в рамках этих теорий предлагаются самые различные сценарии формирования и эволюции космических объектов и их систем, которые, кажется, достаточно уверенно объясняют наблюдательные факты, даже предсказывают некоторые явления (наиболее выдающимся предсказанием можно считать реликтовое излучение). Тем не менее, традиционная космология адекватно воспринимается не всей научной общественностью, и причиной тому являются некоторые физические механизмы, предложенные с целью объяснения того или иного явления. Поэтому постепенно формируются как альтернативные космологические учения, так и группы астрономов и физиков, которые организуют конференции по теме "Кризис в космологии".

Следует отметить, что становление традиционной космологии происходило достаточно бурно и, в некотором смысле, спонтанно. Как известно, Слайфер был первым, кто обнаружил, что спектры (почти) всех галактик смещены в красную сторону (см., например, [8,9]). Примерно в то же время всеобщее расширение Вселенной, на основе решения гравитационного уравнения Эйнштейна, было предсказано Фридманом [10]. Через два года Леметр предложил аналогичное решение [11]. Этот результат в дальнейшем был опубликован в журнале *Nature* [12], где впервые автор предложил идею о "первозданном атоме" из которого, благодаря первичному взрыву и последующему расширению, была сформирована Вселенная. Именно этот сценарий и был назван Фредом Хойлом "Большим взрывом".

Благодаря этим работам, для астрономической общественности конца двадцатых годов прошлого столетия не было сюрпризом открытие закона Хаббла [13,15], который был воспринят как теоретически предсказанное расширение Вселенной. В дальнейшем, отчасти вследствие сильного влияния теории и, в частности, результатов решения уравнения Эйнштейна, постепенно стало общепринятым, что красное смещение в спектрах галактик имеет доплеровское происхождение, и, окончательно сформировалось сегодняшнее доминирующее представление о хаббловском или космологическом расширении Вселенной. Обычно эта расширяющаяся Вселенная описывается метрикой Фридмана-Леметра-Робертсона-Уолкера (ФЛРУ), но поскольку метрика ФЛРУ предполагает однородное распределение масс и энергии, которого нет при малых масштабах, возникает некоторое противоречие с наблюдательными данными.

Сказанное непосредственно следует из анализа тех начальных условий, которые были использованы при решении уравнения общей теории относительности Эйнштейна. Одним из наиболее важных упрощающих условий было предположение об универсальности космологического принципа, что, как отметили выше, требует выполнения однородности и изотропности пространства, при которых решение могло быть применено к наблюдательным данным. С другой стороны, весь наблюдательный опыт доказывает, что наблюдаемая Вселенная не может считаться однородной до пространственных ячеек с диаметром несколько сотен мегапарсек. То есть, согласно постановке задачи, которая считается адекватно описывающей динамическое состояние Вселенной в больших масштабах, на расстояниях, меньших, чем несколько сотен Мпк, расширение Вселенной не должно было быть наблюденно.

Реальная ситуация совершенно иная. Уже в оригинальной статье Хаббла [13] для установления соотношения расстояние - красное смещение были использованы данные о галактиках, которые находятся на расстоянии от 2 до 20 Мпк, на один-два порядка меньше, чем "масштаб однородности". Спустя 70 лет Сэндидж [16] продолжает утверждать, что Вселенная расширяется согласно закону Хаббла, причем постоянная Хаббла имеет одно и то же значение для всех расстояний от нескольких до нескольких тысяч Мпк, что остается необъяснимой тайной. То, что хаббловское расширение наблюдается даже для самых близких внегалактических расстояний Местной группы галактик [3,4], где не может быть и речи об однородности, ставит резонный вопрос о применимости метрики ФЛРУ к реальной Вселенной. Более того, детальные исследования явлений расширений в непосредственной близости от Земли и сравнение с хаббловским потоком позволяют прийти к выводу, что наблюдаемое расширение является универсальным и не может быть связано с Большим взрывом, по крайней мере, в его классическом

понимании [5,7]. Тогда возникает и другой вопрос, который связан с той работой, которая совершается благодаря хаббловскому расширению в масштабах отдельных космических объектов. Этот вопрос становится еще более интригующим, когда учитывается ускоряющийся характер расширения [15,16] (для альтернативной интерпретации см. также [5,7]). Тогда, без сомнения, имеет смысл рассмотреть задачу о том, как ускоряющееся расширение влияет на энергетическое состояние космических тел и систем.

3. Амбарцумяновские события. Амбарцумян был первым, кто обратил внимание на явления активности в ядрах галактик, отличающихся огромным энерговыделением, и подчеркнул их огромное значение для эволюции этих объектов (см., например, [19,21]). В качестве одного из признаков активности Амбарцумян всегда настаивал на возможности выброса из активного ядра галактики сгустка материи такой массы, из которого могла бы сформироваться новая галактика. Следует отметить, что в дальнейшем такая же идея была высказана о выбросе квазаров из ядер галактик (см., например, [22] и ссылки в ней). Бэрбиджем было предложено назвать явление выброса материи из ядер галактик амбарцумяновским событием [23].

При таком подходе наиболее актуальным становится вопрос об энергии выброса. Мы здесь обращаем внимание на один возможный механизм, который связан с "темной энергией". Если принять во внимание, что темная энергия проявляет себя также и на малых масштабах [5-7], то мы должны исследовать вопрос о том воздействии, которое оставляет соответствующая сила на материальные объекты, в том числе, галактики, звезды и др. Для предварительного исследования рассмотрим простейший случай.

Увеличение потенциальной энергии (уменьшение ее абсолютного значения) легко обнаружить при расширении сферических тел, плотность которых зависит лишь от радиуса. Для подобных объектов нетрудно получить потенциальную энергию. Легко видеть, что в общем случае потенциальная энергия сферического объекта радиусом R и плотностью $\rho(r)$ задается следующим выражением:

$$U = -4\pi G \int_0^R \frac{r^2 \rho(r) m(r)}{r} dr, \quad (1)$$

где величиной

$$m(r) = 4\pi \int_0^r x^2 \rho(x) dx \quad (2)$$

выражается масса центральной сферической части радиуса r .

С помощью формул (1) и (2) сразу получаем следующее выражение для сферического объекта с радиальной зависимостью плотности:

$$U = -k_U G \frac{M^2}{R}, \quad (3)$$

где коэффициент k_U зависит только от распределения $\rho(r)$. В случае однородной сферы, например, $k_U = 3/5$, при гиперболическом распределении $\rho(r) = 1/r$ получаем $k_U = 2/3$, а при обратно-квадратном распределении $k_U = 1$.

Следует отметить, что полученная формула описывает лишь гравитационный потенциал и может быть использована для оценки его изменения, например, вследствие хаббловского расширения. Изменение потенциальной энергии означает, что совершается работа для преодоления гравитационного потенциала. Эффект универсального расширения в микромире, если оно действительно имеет место, должен быть гораздо сильнее, что следует из более сильной зависимости ядерных сил от расстояния. Однако этот вопрос требует отдельного рассмотрения, так как пока еще нет достаточно четкого представления об истинной функциональной зависимости этих сил от расстояния.

В классической космогонии и космологии энергетический запас любого космического тела или любой системы объектов, так или иначе, самым тесным образом связан и определяется энергией гипотетического Большого взрыва. Даже "спокойное" излучение звезд, в конечном счете, является трансформированным результатом той энергии, которая была освобождена в самом начале формирования Вселенной, в виде кинетической энергии разлетающегося вещества, вновь появившегося благодаря Большому взрыву. Другими словами, согласно классическому подходу вся энергия, которая в настоящее время наблюдается во Вселенной, по сути дела была произведена в момент формирования этой Вселенной. После этого начального момента происходит всего лишь простое превращение энергии из одного вида в другой.

Откуда берется добавочная энергия различных проявлений активности на всех иерархических уровнях мироздания? Несмотря на наличие хорошо отлаженных сценариев, которыми описываются упомянутые явления, вопрос об источнике энергии остается самым интригующим. С другой стороны, явление выбросов может считаться пуассоновским процессом с некоторой средней или характерной частотой, которая, в общем случае, может быть функцией времени или возраста данного объекта, а также его массы, вращательного момента и других физических характеристик, которые в каждый момент определяют физическое состояние рассматриваемого объекта. Такие процессы достаточно хорошо прослеживаются на иерархическом уровне звезд, где вспыхивающим звездам, а также повторным новым можно приписывать некоторые средние частоты.

В качестве активных источников формирования галактик в скоплениях вследствие выбросов нами были предложены и рассмотрены cD галактики [6,7]. Самосогласованный анализ наблюдательных данных, касающихся

этих галактик и их материнских скоплений, выявляет ряд закономерностей (в том числе, известных), которые позволяют рассматривать упомянутые галактики в качестве материнского объекта всех галактик данного скопления. В рамках такого подхода считается, что из вещества начального объекта были сформированы все галактики тех скоплений, в которых они находятся. Другими словами, нами предлагается простой феноменологический сценарий, согласно которому, формирование любого скопления галактик начинается с первоначального объекта достаточно большой массы (а именно, массы скопления), который, *вследствие однородного и изотропного расширения, со временем становится все более нестабильным, поскольку неуклонно увеличивается его внутренняя энергия*. Накопление энергии не может продолжаться бесконечно. Уже через некоторое время эта энергия может стать угрозой для целостного существования данного объекта, вследствие чего он должен либо делиться на части, либо выбросить накопленную положительную энергию. После этого процесс накопления возобновляется, и, с этой точки зрения, мы должны наблюдать рекуррентный процесс энерговыделения, который может произойти, например, в виде выбросов сгустков материи.

На одном простом примере можно определить какое количество энергии накапливается внутри сферического объекта при увеличении пространственного масштаба за промежуток времени Δt . Хаббловское соотношение для умеренных расстояний задается следующим соотношением:

$$r = r_0 [1 + \epsilon (t - t_0)], \quad (4)$$

где $\epsilon = 1.018 \times 10^{-12} \text{ Н}$, и при $H = 75 \text{ км/с/Мпк}$ приводит к значению $\epsilon = 7.65 \times 10^{-11} \text{ год}^{-1}$.

С помощью формул (3) и (4) можно видеть, что при хаббловском расширении объекта его потенциальная энергия увеличивается, а внутри объекта накапливается добавочная энергия, которая выражается соотношением

$$U_{add} = k_U G \frac{\epsilon \Delta t M^2}{R(1 + \epsilon \Delta t)}. \quad (5)$$

С другой стороны, учитывая тот факт, что для данной массы и данного радиуса скорость отрыва определяется с помощью хорошо известной формулы

$$v_2^2 = \frac{2GM}{R(1 + \epsilon \Delta t)}, \quad (6)$$

формулу (5) можно переписать в следующем виде:

$$U_{add} = \frac{k_U \epsilon \Delta t M v_2^2}{2}. \quad (7)$$

Формула (7) показывает, что накопленная за время Δt энергия достаточна, чтобы масса

$$\Delta M_{ej} = k_U \epsilon \Delta t M, \quad (8)$$

являющаяся частью данного объекта, получила необходимое количество энергии для удаления от материнского объекта. Интересно, что эта величина зависит лишь от массы материнского объекта и от времени, за которое происходит накопление энергии. Из этого непосредственно следует, что более массивные объекты интенсивнее освобождаются от дополнительной энергии, чем объекты с меньшими массами. На этом мы подробнее остановимся в следующем разделе в связи с интерпретацией светимостей сD галактик и их гало.

С помощью простого соотношения (8) можно сделать оценки для различных объектов и различных промежутков времени. Рассмотрим, например, массы, характерные для скоплений галактик. По современным данным массы скоплений галактик составляют примерно $10^{14} + 10^{15}$ солнечных масс. Нетрудно убедиться, что протоскопление такой массы могло бы выбросить объекты массой $10^{11} + 10^{12} M_{\odot}$ за 10^7 лет. То есть, за 10^7 лет накапливается столько энергии, которая способна отрывать от первоначального протоскопления примерно 0.1 процента его массы. А такими массами обладают, например, самые массивные спиральные галактики. По недавним оценкам масса нашей Галактики, например, составляет $5.8 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, а для Туманности Андромеды она доходит до $7.1 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ [24].

Если перейти к рассмотрению объектов с массой нашей Галактики, следует исходить из того, объекты с какой массой составляют их собственное население и (по всей вероятности) спутники. В случае нашей Галактики следует в первую очередь рассматривать население гало, которое с большей уверенностью может считаться результатом изотропного хаббловского расширения. Что касается дискового компонента, то его огромный вращательный момент требует отдельного рассмотрения. Очевидно, что в данном случае играет существенную роль также центробежная сила, которая должна быть учтена. В гало наиболее массивными объектами являются шаровые скопления, сегодняшние массы которых доходят до $10^5 + 10^6 M_{\odot}$, т.е. $10^{-6} + 10^{-5}$ части массы нашей Галактики. Энергия, достаточная для выброса таких масс, согласно формуле (8), накапливается за $10^5 + 10^6$ лет. При более точном расчете получаем, что протогалактика могла бы каждый год выбрасывать (со скоростью отрыва) несколько десятков солнечных масс. Естественно, что выбросы с меньшей скоростью (например, с первой космической скоростью) будут еще больше.

Очевидно, что со временем, когда первоначальная масса материнского объекта уменьшается, в среднем уменьшается также и масса выброшенных сгустков материи. Этот процесс по своему характеру напоминает распад радиоактивных ядер и поэтому может быть определен некоторый параметр, аналогичный периоду полураспада. Однако этот вопрос здесь пока еще не

рассматривается.

4. *Некоторые особенности сD галактик и амбарцумяновские события.* Рассмотрим некоторые физические свойства сD галактик, которые могли быть результатом рекуррентных выбросов. В предыдущих работах [6,7] мы уже обсуждали некоторые возможные проявления таких процессов. Среди этих наблюдательных фактов, в первую очередь, следует отметить местонахождение галактики в центре скопления или в точке локального максимума плотности галактик. Они никогда не обнаруживаются в среде, где плотность галактик низкая ($< 1 \text{ галактика Мпк}^{-3}$). Правда, этот же факт, с другой стороны, приводится в пользу противоположного объяснения на том основании, что в центре скопления находится потенциальная яма, куда падают галактики скопления.

Однако следует обратить внимание, в первую очередь, на удивительно узкий спектр светимости (и массы) "основного тела" указанных галактик, а также на известную корреляцию между светимостями гало центральной галактики L_* и скопления $L_{\text{ср}}$ обнаруженную Оемлером [25]. Обнаружена также несомненная корреляция между светимостью, гало, с одной стороны, и богатством скопления, а также рентгеновской светимостью скопления, с другой [26]. В настоящее время нет сомнения в том, что гало сD галактик являются исключительной прерогативой богатых скоплений: галактики внушительных масс и светимостей, обнаруженных в бедных скоплениях не считаются сD галактиками, поскольку не обладают гало [27,29]. Очевидно также, что перечисленные выше факты показывают, что формирование гало и скопления происходило (происходит) единым механизмом. Классическая космогония нередко пользуется указанной корреляцией с целью аргументации сценария формирования гало из обломков галактик, падающих на центральную галактику.

С другой стороны, чрезмерно узкий спектр светимостей "основного тела" ставит почти непреодолимые проблемы перед традиционными сценариями образования центральных сD галактик, которые основываются на предположении, что указанные галактики увеличивают свою массу и светимость за счет "проглатывания" других галактик данного скопления. Плотность галактик от скопления к скоплению меняется больше чем на порядок, и при этом остается неясным, почему же не отличаются светимости "основных тел", которые являются продуктом окружающего населения. Ситуация становится более ясной, когда учитывается формула (8) и соответствующий механизм формирования как скопления, так и эволюции центральной галактики. Из этого соотношения видно, что, чем больше первоначальная масса протоскопления, тем интенсивнее происходит его распад, и тем больше материи выбрасывается из материнского объекта за один и тот же промежуток времени, и тем больше осколок разбрасывается

в процессе удаления выброшенных сгустков, которые формируют гало. С другой стороны, если считать, что при каждом этапе расширения пространства для объектов каждого иерархического уровня существует некий верхний предел массы (для современной эпохи эти пределы известны как для атомных ядер, так и для звезд), то можно заключить, что постепенное уменьшение массы, согласно закону (8), приводит именно к данному пределу.

Здесь нам бы хотелось еще раз обратиться к эмпирическому соотношению Фэйбер-Джексона [30], которое связывает между собой светимость L и дисперсию скоростей σ эллиптических галактик

$$L \propto \sigma^\alpha, \quad (9)$$

где α тем больше, чем массивнее галактика (см., например, [31-33] и ссылки в них). Другими словами, светимость (масса) галактик растет быстрее, чем дисперсия скоростей. Нами уже был рассмотрен этот вопрос в связи с обсуждением физических свойств cD галактик [7], и общая картина подтверждается результатом, полученным в настоящей работе. Наш вывод был сделан на основе следующего концептуального подхода. Мы считаем, что и светимость, и дисперсия скоростей галактики определяются механизмом звездообразования галактики, благодаря чему, в конечном счете, формируется звездное население галактики, общей светимостью и кинематикой которого определяются физические величины, связанные соотношением (9). С физической точки зрения и при учете описанного нами механизма выброса вещества из материнских объектов, можно сделать заключение о том, что, *чем интенсивнее было звездообразование, в смысле темпа и скорости выброса материи, тем больше светимость галактики.* Однако, если для галактик умеренных масс все или почти все вещество, выброшенное материнским объектом, формирует саму галактику и учитывается при определении параметра α , то более массивные галактики выбрасывают значительную часть за пределы галактики, выводя тем самым из расчетов именно ту часть излучающей материи, которая могла бы увеличить дисперсию наибольшим образом.

5. Заключение. Тот факт, что хаббловское расширение Вселенной наблюдается на несравненно меньших масштабах, чем следовало бы ожидать из теоретических предпосылок, свидетельствует о том, что теория, по крайней мере, не вполне соответствует тому реальному миру, в котором мы живем. Очевидно, что не может быть аргументировано существование нижнего предела тех масштабов, после которого не действует расширение. Тогда есть определенный резон рассматривать задачу о физических процессах, которые могли бы произойти в космических объектах, если бы хаббловское расширение имело место в этих масштабах.

Несложный анализ показывает, что в таком случае увеличивается

потенциальная энергия объектов, которые вследствие существования внутренних сил притяжения не могут свободно следовать за расширением пространства. Из-за этого в объектах может наблюдаться так называемый *"амороженный в веществе пространственный масштаб"*. Расчет показывает, что накопленная энергия может выбросить огромные массы со скоростью отрыва от материнского объекта. Именно эта энергия может быть использована для интерпретации наблюдаемых выбросов из различных космических объектов. В настоящей работе мы вкратце рассмотрели также так называемые амбарцумяновские события в случае cD галактик и показали, что некоторые наблюдательные закономерности лучше объясняются именно такими событиями.

На наш взгляд данный механизм накопления энергии может оказаться достаточно плодотворным для объяснения огромных энергий, которые выделяются космическими объектами различных иерархических уровней. Данный механизм отличается некоторыми особенностями. Во-первых, очевидно, что источник пространственно находится внутри объекта, и поэтому проявления активности благодаря накопленной энергии, несомненно, могут считаться внутренним свойством данного объекта. С другой стороны, учитывая физические особенности хаббловского расширения, можно прийти к выводу, что космические тела постоянно накапливают энергию, которая постепенно разрушает их.

Нет сомнения, что данный механизм трансформации "темной энергии" во внутреннюю энергию космических объектов требует дальнейшей детализации и больше наблюдательных фактов, согласующихся с ним. С другой стороны, очевидно, что с точки зрения термодинамики он согласуется также и законом увеличения энтропии во Вселенной, но не может считаться ее энергетической смертью, поскольку в нее постоянно вливается энергия. С этой точки зрения представляет определенный интерес и другая задача. Здесь мы обсуждали процесс накопления внутренней энергии, фактически находясь в системе покоя объекта. Однако все объекты Вселенной, благодаря ускоряющемуся расширению ускоряются и накапливают также и кинетическую энергию. Поэтому задача о том, как проявляет себя эта энергия в системе отсчета данного объекта, также является важным предметом для дальнейшего детального обсуждения.

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

ON A POSSIBLE SOURCE OF ENERGY FOR EJECTIONS OF MATTER FROM COSMIC OBJECTS

H.A.HARUTYUNIAN

An issue of transformation of the Universe accelerating expansion energy into the internal energy of cosmic objects is considered. The known observational fact that the Hubble expansion is observed for scales for two or more orders smaller than the "cells of homogeneity" is taken into account as well as the observational data speaking in favor of the same expansion in the scales of the solar system. On this base the change of potential energy for some model objects is discussed and it is shown that the potential energy increases as a result which threatens the further existence of the object. An expression is derived for the mass which can obtain an escape velocity due to accumulation of the potential energy for the given period of time. Some estimates have been done for the clusters' masses. It is shown that in 10^7 years a proto-cluster can accumulate an amount of energy sufficient for ejection a matter of our Galaxy's mass.

Key words: *Hubble expansion:cD galaxies:formation of cosmic objects*

ЛИТЕРАТУРА

1. R.D.Blandford, R.L.Znajek, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 179, 433, 1977.
2. R.Penrose, Nuovo Cimento Rivista, Numero Speciale, 1, 252, 1969.
3. И.Д.Караченцев, Д.И.Макаров, Астрофизика, 44, 5, 2001.
4. I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze, D.I.Makarov, R.B.Tully, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 393, 1265, 2009.
5. H.A.Harutyunian, Астрофизика, 38, 667, 1995.
6. Г.А.Арутюнян, Астрофизика, 46, 103, 2003.
7. Г.А.Арутюнян, Астрофизика, 51, 173, 2008.
8. V.M.Slipher, Proc. Amer. Phil. Soc., 56, 403, 1917.
9. V.M.Slipher, Astrophys. J., 61, 353, 1925.
10. A.Friedman, Zeitschrift für Physik, 10, 377, 1922 (English translation: General Relativity and Gravitation, 31 (12), 1991-2000, 1999).
11. G.Lemaître, Annales de la Société Scientifique de Bruxelles, 47, 49, 1927.
12. G.Lemaître, Nature, 127, No 3210, 706, 1931.
13. E.P.Hubble, Proceedings of the National Academy of Sciences, 15, 168, 1929.
14. E.P.Hubble, M.L.Humason, Astrophys. J., 74, 43, 1931.
15. E.P.Hubble, M.L.Humason, Proc. of the Nat. Acad. of Sci., 20, 264, 1934.
16. A.Sandage, Astrophys. J., 527, 479, 1999.

17. *A.G.Riess, A.V.Filippenko, P.Challis et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998.
18. *S.Permutter, G.Aldering, G.Goldhaber et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
19. *V.A.Ambartsumian*, *La Structure et l'Evolution de l'Univers*, Editions Stoops, Bruxelles, 241, 1958.
20. *V.A.Ambartsumian*, *Astron. J.*, **66**, 536, 1961.
21. *V.A.Ambartsumian*, *The Structure and Evolution of Galaxies*, Interscience Publishers, London-NY-Sydney, 1, 1964.
22. *H.Arп*, *Seeing Red: Redshifts, Cosmology and Academic Science*, Montreal, Apeiron, p.312, 1998.
23. *G.Burbidge*, Частное сообщение, Париж, 2004.
24. *И.Д.Караченцев, О.Г.Кашибадзе*, *Астрофизика*, **49**, 5, 2006.
25. *A.Oemler*, *Astrophys. J.*, **209**, 693, 1976.
26. *J.M.Schombert*, *Astrophys. J.*, **328**, 475, 1988.
27. *W.W.Morgan, S.Kayser, R.A.White*, *Astrophys. J.*, **199**, 545, 1975.
28. *C.E.Albert, W.W.Morgan, R.A.White*, *Astrophys. J.*, **211**, 309, 1977.
29. *T.X.Thuan, W.Romanishin*, *Astrophys. J.*, **248**, 439, 1981.
30. *S.M.Faber, R.E.Jackson*, *Astrophys. J.*, **204**, 668, 1976.
31. *W.R.Oegerle, J.G.Hoessel*, *Astrophys. J.*, **375**, 15, 1991.
32. *T.R.Lauer, S.M.Faber, D.Richstone et al.*, *Astrophys. J.*, **662**, 808, 2007.
33. *A. von der Linden, P.N.Best, G.Kauffmann, S.D.M.White*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **379**, 867, 2007.

ISOLATED SHAKHBAZIAN COMPACT GROUPS

H.M.TOVMASSIAN¹, J.P.TORRES-PAPAQUI², H.TIERSCH³

Received 21 February 2010

Accepted 25 May 2010

It is more appropriate to study the dynamics and evolution of compact groups using a sample of isolated compact groups in the nearby vicinity of which there are no accordant redshift galaxies. For looking for isolated compact groups we inspected the environment of 78 Shakhbazian compact groups with known redshifts. We found that 26 of nearby groups with $V < 40000 \text{ km s}^{-1}$ are isolated compact groups in the vicinity of which up to projected distance of 1 Mpc there are no accordant redshift galaxies. For four of them the redshift of only two members are known, so their being groups is not certain. In the vicinities of eleven distant groups ($V > 40000 \text{ km s}^{-1}$) no accordant redshift galaxies are detected as well. The reason for this may be the faintness of galaxies there. These groups may possibly be isolated.

Key words: *galaxies:groups:compact*

1. *Introduction.* It is known that most galaxies in the Universe occur in small groups (e.g. [1]). The so-called compact groups (CGs) contain few members (generally less than 10). They have high space density of about 10^3 or more galaxies per Mpc^3 and a small velocity dispersion of a few hundred km s^{-1} . Galaxy interactions and merging are expected to be very frequent in CGs [2-5]. Numerical simulations predicted very short life-time of CGs [3,6,7], so the very existence of CGs has been questioned. Mamon [8], Walke & Mamon [9] suggested that CGs are not physical entities, but the result of a projection of field galaxies over a small area on the sky. A similar hypothesis has been put forward by Hernquist, Katz & Weinberg [10] and Ostriker, Lubin & Hernquist [11] who suggested that CGs are filaments seen end-on. In order to explain the existence of physical CGs, Governato, Bhatia & Chincarini [12], Diaferio, Geller & Ramella [13] and Ribeiro et al. [14] suggested that field galaxies fall from time to time from denser environments onto CGs and thus prevent them from quick coalescence.

Dynamical studies are very important for understanding the nature of CGs. There have been conducted various studies of the CG dynamics [15-18]. In [19-21] it was drawn attention to the fact that HCGs [15] have preferentially a prolate space conformation [22], and finding a correlation between the group length and velocity dispersion suggested that members of compact groups tend to move along the large axis of the group. Such quasi-regular movement of the group members may prevent fast collapse of CGs. Note, that Mendes de

Oliveira & Hickson [16], Zepf, Whitmore & Levison [23], Zepf [24], Moles et al. [25] found that the merger rate in CGs is indeed relatively low. Hence, CGs are more stable systems, than it follows from dynamical simulations.

For dynamical studies it is important to have a sample of isolated compact groups (ICGs) in the environment of which there are no other galaxies with redshifts close to those of the corresponding groups. It has been shown that CGs are often embedded within larger, loose groups (LGs) [26-35]. Tovmassian & Chavushyan [36] showed that members of an ordinary LG predominantly move quasi-regularly around the common gravitational center, as the members of a CG embedded within it. The observed dynamical properties of LGs are also explained, if the groups are in the process of virialization [37]. Generally it appears that the performed study of dynamics related not to CGs, but to an ordinary LGs. For the study of the CG dynamics it is desirable to select a sample of CGs not associated dynamically with LGs, i.e. ICGs. Tovmassian, Plionis & Torres-Papaqui [38] showed that 12 out of 22 HCGs [15] are embedded in LGs. In the vicinity of only four HCGs at distances < 1 Mpc there are no galaxies with redshifts differing from that of the corresponding group by $< 1000 \text{ km s}^{-1}$. In the environment of 6 other groups there are 1-3 galaxies with redshifts differing from the mean of the respective group by $< 1000 \text{ km s}^{-1}$, but located at projected distances of several hundred kpc from the group. These galaxies may hardly be associated dynamically with the corresponding groups. Hence, about half of the studied 22 HCGs are ICGs.

For looking for more ICGs we searched the environment of Shakhbazian Compact Groups (ShCGs). The list of ShCGs contains nearly 400 groups [39,40 and references therein]. The ShCGs were originally selected by an eye inspection of the Palomar Sky Survey Prints (PSSP) without knowledge of the candidate member redshifts. Therefore some members could have been field galaxies projected over the group. Furthermore, since the groups were selected as consisting of compact galaxies, some members could in reality be stars. Redshifts of a few ShCGs were measured in papers [41-50]. We conducted spectroscopic and photometric study of several dozens ShCGs [51-52 and references therein]. It was shown that the overwhelming majority of selected groups are real systems, and that most of the group membership candidates have accordant redshifts ($\Delta V < 1000 \text{ km s}^{-1}$) [52].

2. Data and Results. We inspected environments of ShCGs with known redshifts of at least two of their members, and located in the area of sky covered by the SDSS data Release 7 [53]. In addition to the redshifts determined in Tovmassian & Tiersch [52 and references therein] we also used redshifts of some galaxies from the SDSS and NED (NASA / IPAC Extragalactic Database). Note that ShCGs were selected without knowledge of redshifts of candidate members. Also, since groups were selected as consisting of compact galaxies,

some candidate members could in reality be stars. Tovmassian and Tiersch [52] showed that such are on average about 6% of candidate members (14 out of 222). Non-the-less the majority of selected groups are real systems. In the area covered by SDSS-7 there are 96 ShCGs. Eighteen of them (ShCG 21, 29, 33, 50, 56, 61, 62, 64, 66, 69, 70, 78, 96, 133, 184, 221, 243 and 343) turned out to be false ones. They consist mostly of stars and/or galaxies with non-accordant redshifts, i.e. with radial velocities V differing from each other by more than 1000 km s^{-1} .

By cross-correlation with lists of clusters of galaxies included in NED we found that 20 out of 78 ShCGs are condensations in clusters of galaxies. The group was identified with a cluster with projected positional coincidence $< 0.5 \text{ Mpc}$, and when redshifts of both systems coincide with an accuracy of about 1000 km s^{-1} . In most cases the groups are located in the central regions of the corresponding clusters. Two clusters are found at the position of ShCG 26. For groups ShCG 26b and ShCG 223 the photometric distance of the corresponding clusters is used. The distance of the cluster A 2113 identified with ShCG 360 is unknown.

The list of groups identified with clusters is presented in Table 1. In columns 1 and 3 the designations of groups and identified with them clusters from Abell, Corwin & Ollowin [54], Gal et al. [55], Miller et al. [56] and

Table 1

ShCGs IN CLUSTERS OF GALAXIES

ShCG	V_{ShCG} km s^{-1}	Cluster	V_{cluster} km s^{-1}	d kpc
6	23687 (2)	A1218	23354	180
15	27970 (3)	NSC J142048+443333	27070	250
20	32540 (3)	SDSS-C4 3146	33225	0
26a	37820 (3)	A1143	37290	300
26b	41894 (4)	J110155+502218	43020*	480
45	25466 (3)	SDSS-C4 2071	26397	130
53	36953 (4)	A1050	36240	0
54	24766 (6)	A1067	25330	0
154	21900 (6)	A1238	21975	160
191	34540 (12)	A1097	35250	0
202	8107 (8)	PCC N79-283	7765	100
205	26690 (8)	NSC J123518+273413	27490	0
219	37360 (4)	A1984	37320	0
223	24750 (6)	NSC J154955+291014	22140*	0
245	18400 (7)	RXC J1224.6+3159	18887	0
348	26520 (7)	SDSS-C4 1080	26290	0
351	8580 (7)	SDSS-C4-DR3	8994	100
352	14830 (8)	SDSS-C4-DR3 1079	14945	0
354	21306 (3)	SDSS-C4 1019	21309	0
357	23370 (9)	SDSS-C4 1045	22988	0
360	32460	A 2113	-	0

Koester et al. [57] are presented, in columns 2 and 4 - the corresponding radial velocities and in column 5 the projected distance d between the centers of groups and the corresponding clusters are presented.

We looked for possible isolated CGs among other ShCGs confirmed to be physical systems. The environment of these ShCGs was searched for accordant redshift galaxies with V differing by no more than 1000 km s^{-1} from the mean $\langle V \rangle$ of the corresponding group members. The area with projected radius 1 Mpc around each group was analyzed. We adopted $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

We found several accordant redshift galaxies in the immediate environment of three groups (ShCG 14, 35, 95), suggesting that these groups are in fact compact condensations in LGs. Determination of redshifts of member galaxies, and consequently the group distance showed that 12 other ShCGs have large projected linear length a of the order of $400 + 600 \text{ kpc}$. The length a was determined by the most distant from each other members of the group. The space density of galaxies in these groups is $< 10^2$ per Mpc^3 , which is not characteristic for CGs. Therefore, we qualify these groups as ordinary LGs and not CGs with high space density. The list of 16 ShCGs which are in fact LGs is presented in Table 2. In columns 2-3 of Table 2 the radial velocity V of the group and the number of member galaxies with measured redshifts are presented.

Table 2

LOOSE GROUPS

ShCG	V km s^{-1}	n	ShCG	V km s^{-1}	n
10	39920	7	15 181	27920	8
small 14	21834	7	198	44870	6
35	20126	8	224	23240	4
108 52	29860	6	253	18424	6
78 74E	30870	3	303	25160	10
75	50228	3	347	39224	8
95	23740	5	356	26700	6
25 131	34990	3	369	26700	8

In Table 3 we present the list of 41 ShCGs which are IGCs. In the area with projected radius 1 Mpc around most of these groups there are no accordant redshift galaxies. In the environment of some of them there are a couple of galaxies with radial velocities not differing significantly from that of the corresponding group. However, being located at sufficiently large distance from the centers of these groups they hardly may be their physical members. The space density of these groups determined by using the listed candidate members [58-63] is $> 10^2$ galaxies per Mpc^3 . In consecutive columns of Table 3 the

following information is given: 1 - ShCG designation; 2 - the radial velocity V of the group; 3 - the radial velocity dispersion σ_v ; 4 - the number of member galaxies by which the former two parameters were determined; 5 - the projected maximum size a ; 6 - remarks on the galaxies located within area with a projected radius 1 Mpc. For 9 groups (ShCG 3, 7, 49, 72, 128, 212, 220, 237 and 266) the redshifts of only two members are determined. Some of these groups simply could be double galaxies.

Table 3

ISOLATED COMPACT GROUPS

ShCG	V km s ⁻¹	σ_v km s ⁻¹	n	a kpc	Re- marks	ShCG	V km s ⁻¹	σ_v km s ⁻¹	n	a kpc	Re- marks
1	34415	713	7	212		186	22962	248	4	112	
3	45292	-	2	80		188	24626	306	7	350	
7	29783	-	2	80		212	39208	-	2	100	
8	32980	290	6	90		216	44916	74	3	390	
11	28525	240	4	420	a	220	31123	-	2	290	
19	20620	440	4	26		237	22082	-	2	130	d
22	24790	212	4	210		244	26273	104	5	150	
31	56180	407	5	210		251	18150	433	4	170	
49	44103	-	2	80		257	21424	146	3	235	
51	27837	364	10	500		266	42720	-	2	200	
60	32414	130	5	260		270	24960	254	3	200	
62	18590	84	3	330		344	23390	93	5	280	e
72	46520	-	2	66		345	34990	37	3	283	
74W	65610	108	3	170		346	40530	107	6	230	f
104	62090	205	3	110		350	22317	244	3	144	
105	28275	327	4	57		355	27970	112	6	73	
119	27753	115	3	294	b	358	15115	219	6	165	
120	21150	464	7	210	c	359	9660	372	4	50	
123	35060	556	7	280		371	39030	160	4	90	
128	43318	-	2	145		376	19805	547	9	215	g
182	32420	181	4	270							

a - 1 galaxy at projected distance ≈ 500 kpc; b - 1 galaxy at about 350 kpc; c - 3 galaxies at 400-500 kpc; d - 2 galaxies at ≈ 500 kpc; e - 3 galaxies at 400-500 kpc; f - 2 galaxies at 380 and 460 kpc; g - 1 galaxy at ≈ 800 kpc.

Note that the rate of finding ICGs may be biased against the distance. In Fig.1 we present the histogram of the number of ShCGs of three categories: clusters, ordinary LGs and ICGs (including possible groups with known redshifts of two members). Fig.1 shows that the number of ShCGs associated with clusters and LGs decreases more sharply at radial velocities $V > 30000 + 40000$ km s⁻¹ than that of the supposed isolated groups. We suggest that faint galaxies in the distant group vicinities could fall below the detection threshold of spectral observations: the r -band Petrosian magnitudes $r \leq 17.77$ and the r -band Petrosian

half-light surface brightnesses $\mu_{50} \leq 24.5$ mag arcsec⁻² [64].

Therefore, some of the supposed isolated distant groups may in fact be not isolated. We suggest that in the environment of distant groups with radial velocities $V > 40000$ km s⁻¹ there could be not detected faint members. Therefore, the isolated nature of groups ShCG 3, 10, 31, 49, 72, 74W, 104, 128, 216,

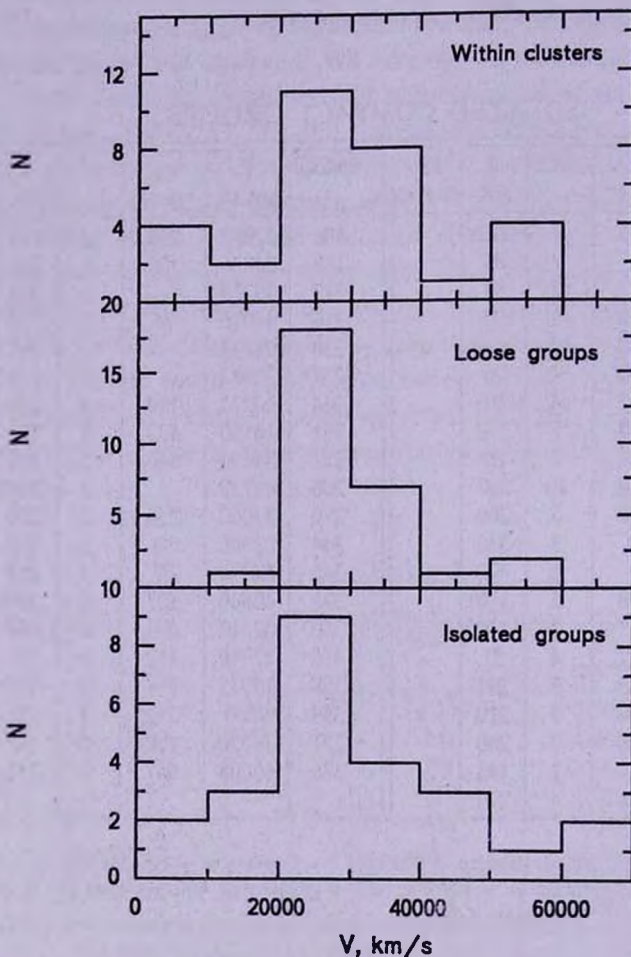


Fig.1. The histogram of the number of ShCGs located in clusters of galaxies (upper panel) and LGs (middle panel) and the number of ICGs (lower panel).

266 and 346 with $V > 40000$ km s⁻¹ is not certain. For four of the nearby ShCGs ($V < 40000$ km s⁻¹) the redshifts of only two members are known. Thus, 26 out of 41 ShCGs are found to be truly isolated ones. Fifteen others may also be ICGs. The projected linear size a of most ICGs is < 300 kpc and for six of them it is < 100 kpc.

3. *The morphological content of ShCG.* It has been shown that about 70-80% of ShCG members studied by Tiersch et al. [51 and references therein] and Tovmassian and Tiersch [52 and references therein] are of E and S0 type galaxies. Note that only about half of the Hickson compact groups [66] contain early type galaxies [67]. Using the SDSS data [53] we determined morphological types of members of isolated ShCGs not studied in Tiersch et al. and Tovmassian and Tiersch [51-52]. Only one ICG, ShCG 376, consists of only spiral galaxies [68]. The relative number of early type galaxies in all other ICGs is about 86% and is higher than generally in ShCGs. Thus, ShCGs are more dynamically evolved systems than Hickson compact groups and ICGs are even more evolved.

3. *Conclusions.* Using the SDSS we inspected the environment of 78 ShCGs with known redshifts. We found that 20 ShCGs (Table 1) are condensations in clusters of galaxies, and 16 ShCGs (Table 2) are ordinary LGs with large projected linear size and small space density of galaxies. In the vicinity of most of the other 41 ShCGs (Table 3) there are no accordant redshift galaxies ($\Delta V < 1000 \text{ km s}^{-1}$) up to 1 Mpc projected distance. In the environment of some nearby $V < 40000 \text{ km s}^{-1}$ groups there are 1-3 galaxies with radial velocities not very different from the mean radial velocity of the corresponding group. Being located at projected distances of several hundred kiloparsecs from the centers of corresponding groups these galaxies hardly may be dynamically associated with them. For four nearby ShCGs the redshifts are known for only two members, so some of these groups may be double galaxies. Thus, 26 of the studied 78 ShCGs are certainly isolated groups. Fifteen other groups may also be isolated. The space density of ICGs exceeds 10^2 galaxies per Mpc^3 . Faint galaxies possibly may not be detected in the environment of distant ShCGs with $V > 40000 \text{ km s}^{-1}$. It is possible that some of them may also be ICGs.

The sample of isolated ShCGs is more appropriate for study the CG dynamics. If the group members have quasi-regular movement around the group gravitational center, or if they are virialized, then for a sample of groups with about the same number of members (with about the same mass) there should be a correlation between the group length and the velocity dispersion [19,38]. If, however, CGs exist due to a process of secondary infall of the environmental galaxies [65], there could be no correlation between the group length and velocity dispersion. Note, however, that for many ICGs (Table 3) the redshifts of not all their members are known. Therefore, additional spectroscopic observations are needed for the dynamical study of the compiled sample of isolated ShCGs.

H. Tovmassian thanks the IPAC (Pasadena, CA, USA) for hospitality. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which

is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

¹ Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica,
Mexico, e-mail: hrant@inaoep.mx

² Departamento de Astronomía, Universidad de Guanajuato, Mexico

³ Sternwarte Königsleiten, München, Germany

ИЗОЛИРОВАННЫЕ КОМПАКТНЫЕ ГРУППЫ ШАХБАЗЯН

Г.М.ТОВМАСЯН¹, Дж.П.ТОРРЕС-ПАПАКИ², Г.ТИРШ³

Динамику и эволюцию компактных групп более целесообразно исследовать, используя изолированные компактные группы, в ближайших окрестностях которых нет галактик с красными смещениями, близкими к красным смещениям самих групп. Для поиска изолированных компактных групп мы исследовали окрестности 78 компактных групп Шахбазян с известными красными смещениями. Мы нашли, что 26 из ближайших групп с радиальными скоростями $V < 40000$ км/с являются изолированными, в окрестностях которых до расстояния в 1 Мпк нет галактик со сходными красными смещениями. Для 4-х из них известны красные смещения только двух членов, так что сомнительно, являются ли они действительно группами. В окрестностях 11 далеких групп ($V > 40000$ км/с) галактики с близкими красными смещениями также не были обнаружены. Причиной этого может быть слабость находящихся там галактик. Эти группы могут быть изолированными. В составе изолированных групп большой процент галактик ранних типов.

Ключевые слова: *галактики:группы:компактные*

REFERENCES

1. M.J.Geller, J.P.Huchra, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **52**, 61, 1983.
2. J.E.Barnes, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **215**, 517, 1985.
3. J.E.Barnes, *Nature*, **338**, 123, 1989.
4. G.A.Mamon, *Astrophys. J.*, **321**, 622, 1987.

5. *P.W.Bode, H.N.Cohn, P.M.Lugger*, *Astrophys. J.*, **416**, 17, 1993.
6. *P.Carnevali, A.Cavaliere, P.Santagelo*, *Astrophys. J.*, **249**, 449, 1981.
7. *T.Ishizawa, R.Matsumoto, T.Tajima, H.Kageyama, H.Sakai*, *PASJ*, **35**, 611, 1983.
8. *G.A.Mamon*, *Astrophys. J.*, **307**, 426, 1986.
9. *D.G.Walke, G.Mamon*, *Astron. Astrophys.*, **225**, 291, 1989.
10. *L.Hernquist, N.Katz, D.H.Weinberg*, *Astrophys. J.*, **442**, 57, 1985.
11. *J.P.Ostriker, L.M.Lubin, L.Hernquist*, *Astrophys. J.*, **444**, L61, 1985.
12. *F.Governato, R.Bhatia, G.Chincarini*, *Astrophys. J.*, **371**, L15, 1991.
13. *A.Diaferio, M.J.Geller, M.Ramella*, *Astron. J.*, **107**, 868, 1994.
14. *A.L.B.Ribeiro, R.R. de Carvalho, H.V.Capelato, S.E.Zepf*, *Astrophys. J.*, **497**, 72, 1998.
15. *P.Hickson*, *Astrophys. J.*, **255**, 382, 1982.
16. *C.Mendes de Oliveira, P.Hickson*, *Astrophys. J.*, **427**, 684, 1984.
17. *B.Coziol, E.Brinks, H.Bravo-Alfaro*, *Astron. J.*, **128**, 68, 2004.
18. *B.Coziol, I.Plauchi-Frayn*, *Astron. J.*, **133**, 2630, 2007.
19. *H.M.Tovmassian, O.Martinez, H.Tiersch*, *Astron. Astrophys.*, **348**, 693, 1999.
20. *H.M.Tovmassian*, *AN*, **323**, 488, 2002.
21. *H.M.Tovmassian, O.Yam, H.Tiersch*, *RevMexAA*, **37**, 173, 2001.
22. *H.Oleak, D.Stoll, H.Tiersch, H.T.MacGillivray*, *Astron. J.*, **109**, 1485, 1995.
23. *S.E.Zepf, B.C.Whitmore, H.F.Levison*, *Astrophys. J.*, **383**, 524, 1991.
24. *S.E.Zepf*, *Astrophys. J.*, **418**, 72, 1993.
25. *M.Moles, A. del Olmo, J.Perea et al.*, *Astron. Astrophys.*, **285**, 404, 1994.
26. *J.W.Sulentic*, *Astrophys. J.*, **322**, 605, 1987.
27. *H.J.Rood, B.A.Williams*, *Astrophys. J.*, **339**, 772, 1989.
28. *M.J.West*, *Astrophys. J.*, **344**, 535, 1989.
29. *G.A.Mamon*, *IAU Coll.*, **124**, 609, 1990.
30. *J.Vennik, G.M.Richter, G.Longo*, *AN*, **314**, 393, 1993.
31. *H.J.Rood, M.F.Struble*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **106**, 416, 1994.
32. *R.R. de Carvalho, A.L.B.Ribeiro, H.V.Capelato, S.E.Zepf*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **110**, 1, 1987.
33. *A.I.Zabludo, J.S.Mulchaey*, *Astrophys. J.*, **496**, 39, 1998.
34. *H.M.Tovmassian*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **113**, 543, 2001.
35. *H.M.Tovmassian, H.Tiersch*, *Astron. Astrophys.*, **378**, 740, 2001.
36. *H.M.Tovmassian, V.H.Chavushyan*, *Astron. J.*, **119**, 1687, 2000.
37. *H.M.Tovmassian, M.Plionis*, *Astrophys. J.*, **696**, 1441, 2009.
38. *H.M.Tovmassian, M.Plionis, J.P.Torres-Papaqui*, *Astron. Astrophys.*, **456**, 839, 2006.
39. *R.K.Shakhbazian*, *Astrofizika*, **9**, 495, 1973.
40. *F.W.Baier, H.Tiersch*, *Astrofizika*, **15**, 33, 1979.
41. *L.B.Robinson, E.J.Wampler*, *Astrophys. J.*, **179**, L135, 1973.
42. *H.C.Arp, G.R.Burbidge, T.W.Jones*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **85**, 423, 1973.
43. *L.V.Mirzoyan, J.C.Miller, D.E.Osterbrock*, *Astrophys. J.*, **196**, 687, 1975.
44. *R.P.Kirshner, E.M.Malamuth*, *Astrophys. J.*, **236**, 366, 1980.
45. *A.S.Amirkhanian*, *Soobshch. Byurakan Obs.*, **61**, 27, 1987.
46. *K.Kodaira, K.M.Iye, S.Okamura, A.Stockton*, *PASJ*, **40**, 53, 1988.

47. *K.Kodaira, M.Doi, S.Ichikawa, S.Okamura*, Publ. NAO Jpn, **1**, 283, 1990.
48. *K.Kodaira, M.Sekiguchi*, PASJ, **43**, 169, 1991.
49. *C.R.Lynds, E.Ye.Khachikian, A.S.Amirkhanian*, Pis'ma v AZh, **16**, 195, 1990.
50. *A. Del Olmo, M.Moles*, Astron. Astrophys., **245**, 27, 1991.
51. *H.Tiersch, H.M.Tovmassian, D.Stoll et al.*, Astron. Astrophys., **392**, 33, 2002.
52. *H.M.Tovmassian, H.Tiersch*, RevMexAA, **44**, 125, 2008.
53. *K.N.Abazajian et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **182**, 543, 2009.
54. *G.O.Abell, H.G.Corwin, Jr., R.P.Olowin*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **70**, 1, 1989.
55. *R.R.Gal, R.R. de Carvalho, A.A.Lopes et al.*, Astron. J., **125**, 2064, 2003.
56. *C.J.Miller et al.*, Astron. J., **130**, 968, 2005.
57. *B.P.Koester et al.*, Astrophys. J., **660**, 239, 2006.
58. *D.Stoll, H.Tiersch, M.Braun*, AN, **317**, 239, 1996a.
59. *D.Stoll, H.Tiersch, M.Braun*, AN, **317**, 315, 1996b.
60. *D.Stoll, H.Tiersch, M.Braun*, AN, **317**, 383, 1996c.
61. *D.Stoll, H.Tiersch, L.Cordis*, AN, **318**, 7, 1997a.
62. *D.Stoll, H.Tiersch, L.Cordis*, AN, **318**, 89, 1997b.
63. *D.Stoll, H.Tiersch, L.Cordis*, AN, **318**, 149, 1997c.
64. *M.A.Strauss et al.*, Astron. J., **124**, 1810, 2002.
65. *F.Governato, P.Tozzi, A.Cavaliere*, Astrophys. J., **458**, 18, 1996.
66. *P.Hickson*, Astrophys. J., **255**, 289, 1982.
67. *P.Hickson, E.Kindle, J.R.Aumann*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **70**, 687, 1989.
68. *H.M.Tovmassian, H.Tiersch, V.H.Chavushyan, G.H.Tovmassian*, Astron. Astrophys., **401**, 463, 2003.

ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИЕ МАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ H_2O И ИХ СВОЙСТВА

Р.А.КАНДАЛЯН^{1,2}, М.М.АЛ-ЗЮТ²

Поступила 25 марта 2010

Принята к печати 25 мая 2010

Обсуждаются свойства выборки внегалактических H_2O мазерных источников в широком диапазоне спектра. На основе выборки 81 мазерной галактики показано, что мега и киломазеры показывают совершенно разные свойства. В частности, для мегамазеров наиболее сильные взаимосвязи наблюдаются между параметрами линии H_2O и массой ядра галактики, а параметры линии не коррелированы с рентгеновским, инфракрасным и радиоизлучениями. Наблюдается слабая корреляция между мегамазерным излучением и поверхностной плотностью водорода. Что касается киломазеров, то H_2O -светимость слабо зависит от рентгеновского излучения, хотя в случае мягких рентгеновских лучей эта зависимость значима. H_2O светимость у киломазеров показывает умеренную корреляцию со светимостями в инфракрасных лучах и радиоконтинууме, а параметры линии не зависят от массы ядра и поверхностной плотности водорода.

Ключевые слова: *мазеры - галактики:активные галактики:галактики с активным звездообразованием*

1. Введение. Внегалактическое мазерное излучение на волне 1.35 см было обнаружено в галактике M33 в 1976г. [1]. К настоящему времени это излучение обнаружено более чем у 105 галактик, в основном у галактик с активным ядром (см., например, [2,3] и там же ссылки). Внегалактические мазерные источники делятся на две группы. Галактики со светимостью $L_{\text{H}_2\text{O}} < 10 L_\odot$ относятся к группе киломазеров, а объекты со светимостью $L_{\text{H}_2\text{O}} \geq 10 L_\odot$ - к группе мегамазеров. Такое разделение обусловлено тем, что киломазеры, в основном, связаны с галактиками с активным звездообразованием, а мегамазеры - с галактиками с активным ядром. Кроме этого, мегамазеры наблюдаются в галактиках, у которых поверхностная плотность (column density) водорода в центральной части очень высока ($N_H > 10^{24} \text{ см}^{-2}$) [2,4,5]. Согласно [6], рентгеновское излучение центральной части галактики может нагреть околоядерное молекулярное облако и стимулировать мазерное излучение воды. В этом случае можно ожидать взаимосвязи между мазерным и рентгеновским излучениями. Кроме того, если мегамазерное излучение связано с активностью ядра, то корреляция между мазерным излучением и массой ядра галактики ожидаемая [7,8].

Мазерное излучение исходит из центральной части галактики с размером 1 пк и меньше. Морфологически мегамазеры разделены на три основные

группы: а) дискообразные мазеры (disk-masers), где очаги излучения образуют предполагаемый аккреционный диск (например, NGC 4258); б) мазеры, которые расположены вдоль струи, исходящей из центра галактики (jet-masers, например, Mrk 348); с) мазеры, которые расположены вдоль выбросов из ядра (outflow-masers, например, Circinus). Подобное морфологическое разделение основано, в первую очередь, на результатах VLBI-наблюдений (см., более подробно [9] и там же ссылки), а также на основе спектральных особенностей мазерного излучения. Незначительная корреляция была обнаружена между мазерным и рентгеновским излучениями [7]. Если мазерное излучение возникает в аккреционном диске, то взаимосвязь между мазерным и рентгеновским излучениями должна существовать, так как аккреционный диск является мощным источником рентгеновского излучения, поэтому этот вопрос представляет определенный интерес. Исследование взаимосвязи мазерного излучения с радиоконтинуумом поможет выяснить механизм мазерного излучения. В работе [10] обнаружена корреляция между мазерным и инфракрасным излучениями. Очень важным вопросом является исследование взаимосвязи мазерного излучения с массой ядра галактики. Согласно [8], существует положительная корреляция между мазерным излучением и массой черной дыры. Слабая корреляция обнаружена между светимостью мазерного излучения и поверхностной плотностью водорода [4].

Целью настоящей работы является более детальное исследование вышеперечисленных особенностей мазерного излучения на основе большой выборки галактик с применением непараметрических методов математической статистики. Применение непараметрических методов статистики позволяет более корректный анализ данных наблюдений, с учетом возможных эффектов селекции, в частности, эффекта Малмквиста и роль аномальных данных в оценке коэффициентов корреляции и регрессии. В разделе 2 будет обсуждаться выборка внегалактических мазеров. В разделе 3 приведен метод непараметрической линейной регрессии, который был использован в нашем анализе. В разделе 4 приведены результаты анализа. В разделе 5 обсуждаются результаты настоящей работы.

2. *Выборка H_2O мазеров.* Как было указано во *Введении*, у более чем 105 галактик было обнаружено мазерное излучение. Однако параметры мазерного излучения не всех галактик (плотность потока и ширина линии излучения) приведены в литературе. Поэтому в наш список мазерных галактик мы включили те объекты, для которых плотности потоков опубликованы (март 2010) (табл.1). В тех случаях, когда в литературе отсутствуют ширины линии излучения, мы их определяли из опубликованных спектров [3]. В табл.1 приведены данные 81 галактики. В этот список мы не включили только одну удаленную галактику J0804+3607

Таблица 1

ВЫБОРКА 81 H₂O МАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК

	Галак- тики ⁽¹⁾	Z ⁽²⁾	log L _{1.6} ⁽³⁾	log W ⁽⁴⁾	log L _{9.5-20.8} ⁽⁵⁾	log L _{2-10 GHz} ⁽⁶⁾	log L _{10 GHz} ⁽⁷⁾	log L _{1.4 GHz} ⁽⁸⁾	log M _* ⁽⁹⁾	log N _H ⁽¹⁰⁾	Ссылки		
			L _*	км с ⁻¹	L _*	L _*	L _*	L _*	M _*	см ²	X-гу	M _*	N _H
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	NGC 23	0.02	2.20	1.57 ^(b)			10.72	5.08					
2	IC10(SE) _(a)	0.001	-0.80	0.10	3.62	4.84		2.16		21.78	16		4
3	NGC 235A	0.02	2.00	0.94 ^(b)	7.84			5.15			4		
4	NGC 253 _(a)	0.001	-0.30	1.28	4.95	5.81	10.17	4.07	7.07	21.53	17,18	19	20
5	Mrk 348	0.02	2.61	2.12	6.93	8.9	9.65	5.69	7.99	23.20	21,7	22	4
6	ESO 013- G012	0.02	2.70 ^(b)	1.58	5.44	7.65	10.09				о		
7	Mrk 1	0.02	1.81	0.46	5.90	8.11	10.21	5.14	7.16		е	23	
8	M33(IC133) _(a)	0.001	-0.50 ^(b)	0.18	1.42	5.62	6.91	2.85	5.14	21.23	24,25	22	4
9	NGC 520 _(a)	0.01	0.60	0.04	5.02	6.45	10.66	4.85			е		
10	NGC 591	0.02	1.40	0.30 ^(b)	7.02	9.57	10.06	4.73	6.83	23.38	26	8	27
11	NGC 613	0.005	1.45	1.57	5.62	7.83	10.14	4.40	7.31		е	22	
12	IC 0184	0.02	1.40	1.15 ^(b)	7.59		9.49	3.86			4		
13	NGC 1052	0.01	2.33	1.93	6.64	7.5	8.75	5.22	8.31	23.11	28,7	22	29
14	NGC 1068	0.004	2.16	0.70 ^(b)	7.87	9.6	10.81	5.65	7.60	24	30,7	22	27
15	NGC 1106 _(a)	0.01	0.86	0.00			9.82	5.29					
16	Mrk 1066	0.01	1.76	0.08	7.01	9	10.60	5.01	7.01	23.38	26,7	23	27
17	0335+0104	0.04	2.70 ^(b)	1.54 ^(b)			10.36	5.47					
18	NGC 1386	0.003	2.08	0.58	6.88	8.4	9.10	3.35	8.01	23.29	31,7	22	27
19	IC 342 _(a)	0.0001	-1.83	-0.27	3.26	5.9	9.06	3.63	6.46	21.58	е,32	22	20
20	UGC3193	0.01	2.40	1.10 ^(b)			10.16	4.43					
21	UGC 3255	0.02	1.20	0.92 ^(b)	7.81		10.00	4.94			4		
22	Mrk 3	0.01	1.04	0.40 ^(b)	7.76	9.6	10.29	6.15		23.68	33,7		27
23	NGC 2146 _(a)	0.003	0.92	1.85	6.59	6.87	10.69	5.00		21.30	34,35	4	
24	VII Zw 073	0.04	2.20	0.65 ^(b)	8.50		10.87	5.14			4		
25	NGC 2273 _(a)	0.01	0.83	1.53	6.36	8.1	9.78	4.22	7.30	23.64	31,7	23	27
26	UGC 3789	0.01	2.53	0.78 ^(b)			9.71	4.16					
27	Mrk 78	0.04	1.53	0.00 ^(b)	7.11	9.32	10.59		7.15		е	22	
28	Mrk 1210	0.01	1.99	0.43	7.38	9.3	9.94	5.16	7.15	23.33	36,7	37	4
29	He 2-10 _(a)	0.003	-0.17	2.06	5.91	5.49				21.09	38		38
30	0836+3327	0.05	3.40 ^(b)	0.85 ^(b)									
31	NGC 2639	0.01	1.85	0.65	6.82	7	9.78	4.99	8.02	23.60	29,7	22	4
32	NGC 2782	0.01	1.08	0.08 ^(b)	5.64	7.6	10.22	4.80	7.60	20.85	4,7	22	39
33	NGC 2824	0.01	2.70 ^(b)	2.18	7.11		9.34	3.73	7.27		4	22	
34	0927+493	0.03	2.70 ^(b)	1.49 ^(b)			10.68						
35	UGC 5101	0.04	3.17	2.43	6.97	8.8	11.67	6.16		24.13	29,7		4
36	Mrk 1419	0.02	2.64	1.93 ^(b)	5.59	8.38	9.72	4.13			е		
37	NGC 2979	0.01	2.10 ^(b)	0.81 ^(b)	7.08		9.47		7.12		4	37	
38	NGC 2989	0.01	1.54	1.15 ^(b)			9.91						
39	M 82 _(a)	0.001	0.24	0.79	6.75	6.81	10.50	4.59		21.08	40		4
40	NGC 3079	0.004	2.76	0.90 ^(b)	6.28	8.4	10.28	4.96	7.63	25.00	30,7	22	30
41	IC 2560	0.01	2.12	1.39	6.34	8.3	9.79		7.56	24.48	41,42,7	37	4
42	Mrk 34	0.05	2.49	1.56	7.05	9.84	10.72		7.96		е	8	
43	NGC 3359 _(a)	0.003	-0.21	0.23 ^(b)	5.67		9.28	3.63			f		
44	NGC 3393	0.01	2.61	1.38	7.53	8.5	9.94		7.98	24.64	31,7	22	4

Таблица 1 (окончание)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
45	NGC 3556 _(n)	0.002	0.04	1.00	4.13	5.56	9.29	4.26		21.48	43		4
46	Arp 299	0.01	2.40	2.42	6.72	8.2		5.72		24.40	29,7		4
47	NGC 3735	0.01	1.21	0.45	5.20	7.41	10.13	4.69			e		
48	NGC4038/39 _(n)	0.01	0.91	0.85	6.98		10.45				f		
49	NGC 4051 _(n)	0.002	0.30	0.30 ^(a)	7.17	7.6	9.22	3.62	6.70	21.00	30,7	23	4
50	NGC 4151 _(n)	0.003	-0.15	0.18	7.23	9.40	9.27	4.46	7.93	23.30	30,44	22	4
51	NGC 4214 _(n)	0.001	-1.56	1.32	3.78	4.96	8.37	0.77		21.28	45		45
52	NGC 4258	0.001	1.98	0.70 ^(a)	5.74	7	9.25	4.05	7.82	21.54	30,7	22	20
53	NGC 4293 _(n)	0.003	0.62	0.65 ^(a)	6.40		9.17	3.37			4		
54	NGC 4388	0.01	1.10	0.18 ^(a)	6.90	8.7	10.27	4.83	7.22	23.6	30,7	22	27
55	NGC 4527 _(n)	0.01	0.57	0.26 ^(a)			10.42	4.65					
56	ESO 269-G012	0.02	3.00 ^(a)	0.40 ^(a)	6.18	7.04			7.75		26	37	
57	NGC 4922	0.02	2.29	1.43 ^(a)			10.94	5.19	7.65		8		
58	NGC 4945	0.002	1.77	0.41	5.82	9.1	10.20		7.43	21.76	46,7	19	20
59	M 51 _(n)	0.002	-0.10	1.11	5.99	7.7	9.81	4.47	7.13	21.36	30,7	22	20
60	NGC 5256	0.03	1.49	0.04 ^(a)	6.99	9.3	11.15	5.94	6.92	22.34	29,7	8	29
61	NGC 5253 _(n)	0.001	-1.68	0.08	2.90	4.98	8.71	2.60		22.00	38		38
62	NGC 5347	0.01	1.51	1.18	6.19	8.1	9.33	3.37	6.97	23.38	27,7	22	27
63	NGC 5495	0.02	2.30	1.15 ^(a)	8.05		10.25				4		
64	Circinus	0.001	1.57	0.00	5.65	7.5	9.92	4.02	7.83	22.07	47,7	8	20
65	NGC 5506	0.01	1.79	-0.15	7.88	8.9	9.92	4.99	6.88	22.48	27,7	37	27
66	NGC 5643	0.004	1.40 ^(a)	0.54 ^(a)	6.24	7.6	9.98	4.35	6.79	23.26	48,7	37	27
67	NGC 5728	0.01	1.94	0.54 ^(a)	6.60	8.7	10.28		8.18	23.86	27,7	22	27
68	UGC 9618B	0.03	3.20 ^(a)	1.54 ^(a)									
69	NGC 5793	0.01	2.29	1.15	5.29	7.31	10.35	6.01			g		
70	NGC 6240	0.02	1.98	0.66	7.74	9.8	11.53	6.25		23.7	49,7		29
71	NGC 6264	0.03	3.10 ^(a)	1.15 ^(a)									
72	NGC 6323	0.03	2.68	0.30 ^(a)	5.28	7.49	9.69	4.17			e		
73	NGC 6300 _(n)	0.004	0.50 ^(a)	0.54 ^(a)	5.40	8.1	9.77		6.92	23.38	50,7	37	4
74	ESO 103-G35	0.01	2.56	0.92	6.70	9.1	10.01		7.15	23.31	51,7	37	4
75	1937-0131	0.02	2.20 ^(a)	1.48 ^(a)	8.01		10.39				4		
76	3C403	0.06	3.30 ^(a)	1.67 ^(a)	7.41	9.6	10.58	8.14			52,7		
77	NGC 6926	0.02	2.70 ^(a)	1.30 ^(a)	7.81		10.85	5.52			4		
78	2158-380	0.03	2.70	1.36 ^(a)	7.60		9.95	7.05			f		
79	TXS 2226-18	0.03	3.80 ^(a)	1.88 ^(a)	8.13	8.77	9.68				4		
80	NGC 7479	0.01	1.22	0.48 ^(a)	5.46	7.68	10.37	4.68	7.07		e	22	
81	IC 1481	0.02	2.51	0.32	6.30	8.52	10.17	5.03			4		

Примечания к табл.1: * Галактика с индексом к) принадлежит к группе киломазеров;
 а) Данные взяты из: NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) [53]; б) Список известных внегалактических мазеров и данные литературы приведены в [3]; в) Настоящая работа;
 д) Работа [54]; е) Рентгеновские наблюдения взяты из X-ray Multi-Mirror Mission - Newton (XMM-Newton); ф) Рентгеновские наблюдения взяты из The Roentgen SATellite (ROSAT);
 г) Рентгеновские наблюдения взяты из Chandra X-ray Observatory (CXO).

($z=0.66$), которая принадлежит к группе гегамазеров и по светимости во всем спектре излучения существенно отличается от других мазерных галактик. В столбцах табл.1 последовательно даны: 1. Название галактики. Индекс k

указывает, что данная галактика принадлежит к группе киломазеров. 2. Красное смещение, z . 3. Светимость мазерного излучения, $L_{\text{H}_2\text{O}}$, в солнечных единицах. В тех случаях, когда светимость излучения была взята из литературы, соответствующая литература указана. В остальных случаях светимости были вычислены нами. 4. Ширина FWHM линии в системе покоя галактики, W , в km s^{-1} . 5. Рентгеновская светимость в диапазоне 0.5-2 кэВ, $L_{0.5-2\text{кэВ}}$, в солнечных единицах. 6. Рентгеновская светимость в диапазоне 2-10 кэВ, $L_{2-10\text{кэВ}}$, в солнечных единицах. 7. Инфракрасная светимость на волне 60 микрон, $L_{60\text{микрон}}$, в солнечных единицах. 8. Радиосветимость на частоте 1.4 ГГц, $L_{1.4\text{ГГц}}$, в солнечных единицах. 9. Масса предполагаемой черной дыры, M_c , в солнечных единицах. 10. Поверхностная плотность водорода, N_H , в cm^{-2} , определенная по поглощению рентгеновского излучения. 11. Ссылки на рентгеновские наблюдения. 12. Ссылки на массы черной дыры. 13. Ссылки на поверхностные плотности. Светимости были вычислены согласно формулам, приведенным в работе [11]. Постоянная Хаббла принята $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Обозначения a, b, c, d, e и f пояснены в конце табл.1. Если галактика была наблюдаена с помощью нескольких рентгеновских телескопов, то предпочтение было дано телескопу Chandra, а потом XMM-Newton и затем остальным телескопам, так как телескоп Chandra имеет более высокое угловое разрешение. Кроме этого, мы старались использовать более поздние результаты наблюдений, используя данные архива HEASARC [12].

3. Непараметрический метод линейной регрессии. Регрессионный анализ предназначен для выявления возможной зависимости между двумя (или более) переменными, которые были получены в результате наблюдений. Очень часто для анализа результатов наблюдений используется параметрический метод линейной регрессии, а именно $y_i = a_0 + a_1 x_i + e_i$, где $i = 1, 2, \dots, n$ - число наблюдений; x_i - независимая переменная и считается, что она была определена "точно", без ошибок; y_i - зависимая переменная, которая имеет нормальное распределение; e_i - остаточная ошибка, которая также имеет нормальное распределение. Более того, считается что результаты наблюдений не зависят друг от друга. Параметрический метод линейной регрессии имеет ряд недостатков, которые могут существенно исказить реальную зависимость между переменными. Рассмотрим некоторые основные недостатки. а) Распределение y_i не является нормальным (так, например, асимметричное распределение). Этот недостаток является существенным, если размер выборки невелик ($n < 30$). Однако иногда, когда $n > 30$ распределение выборки может не являться нормальным. Поэтому в каждом конкретном случае нужно проверить - является ли распределение нормальным или нет. б) Среди наблюдательных данных есть такие измерения, которые резко отличаются от остальных данных (так называемые выбросы

или аномальные точки). Так как параметрический метод линейной регрессии использует средние значения переменных x_r , y_i и их стандартные отклонения, то включение аномальных точек в статистику может существенно искажать реальную линию регрессии, делая ее наклон либо крутым, либо пологим. Исключение же аномальных точек из анализа, во-первых, уменьшит размер выборки, во-вторых, такие точки могут быть не случайными выбросами, а действительными результатами наблюдений и могут отражать конкретный физический процесс. Поэтому для подобных выборок данных более целесообразно использование непараметрических методов линейной регрессии и корреляции. Ниже мы вкратце рассмотрим непараметрический метод линейной регрессии Кендалла-Теила, который использует метод медиан.

Предположим, что мы имеем следующие пары случайных переменных (X_i, Y_i) , тогда уравнение линейной регрессии является $Y_i = a_0 + a_1 X_i + e_i$, $i = 1, 2, \dots, n$, где X_i - независимая переменная, Y_i - зависимая переменная, e_i - остаточная ошибка, или неопределенность определения Y_i , a_0 - точка пересечения с ординатой, a_1 - наклон линии (тангенс угла между линией регрессии и абсциссой). Мы считаем, что распределения переменных X_i и Y_i - произвольные. Наклон линии определяется как медианное значение между парами по следующим формулам:

$$a_{ij} = \frac{Y_j - Y_i}{X_j - X_i}, \quad a_1 = \text{median}[a_{ij}],$$

где $i = 1, 2, \dots, (n-1)$, $j = 2, 3, \dots, n$, $i < j$, $X_j \neq X_i$. Общее число возможных пар наклонов равно $n(n-1)/2$. Так, например, если $n = 10$, то общее число возможных наклонов, которые мы должны вычислить, будет 45. После вычисления всех значений наклонов, мы их располагаем по нарастающей последовательности и определяем ее медианное значение. Это значение медианы и принимается как наклон линии регрессии. Если общее число парных наклонов является нечетным, то центральный член последовательности и является медианой. Если же общее число парных наклонов является четным, то в качестве медианы последовательности берется среднее значение двух центральных членов. Оценка точки пересечения вычисляется по следующей формуле:

$a_0 = Y_m - a_1 X_m$, где X_m - медиана независимой переменной, Y_m - медиана зависимой переменной. Непараметрический метод Кендалла-Теила рассмотрен в ряде работ (см., например, [13]).

Компьютерная программа метода Кендалла-Теила приведена в [14]. Мы в наших расчетах использовали эту программу, которая очень удобна и полезна для анализа данных. Ниже мы вкратце перечислим основные преимущества непараметрической линейной регрессии. а) Наличие нормального распределения не обязательно. б) Можно использовать для анализа малых выборок. в) Аномальные точки выборки не влияют на результаты

вычислений, так как средние значения переменных и их стандартные отклонения не привлечены в расчетах.

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 мазеров применение непараметрических методов регрессии и корреляции вполне оправдано. В первую очередь мы вычислили ранковые коэффициенты корреляции Спирмана [15] 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 после учета эффекта Малмквиста (под значимостью корреляции мы подразумеваем, что вероятность случайной корреляции между переменными $P \leq 0.05$). Вышеуказанный анализ мы проводили для мегамазеров и киломазеров отдельно, а также для всех мазеров.

В табл.2 приведены основные статистические данные (число галактик N , среднее значение и ее стандартная ошибка) всех параметров, приведенных в табл.1.

Таблица 2

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРЕХ ВЫБОРОК

Параметр	Мегамазеры			Киломазеры			Все мазеры		
	N	Сред.	Станд. ош.	N	Сред.	Станд. ош.	N	Сред.	Станд. ош.
z	60	0.018	0.002	21	0.0034	0.0007	81	0.014	0.001
$\log W$	60	0.98	0.08	21	0.67	0.14	81	0.90	0.07
$\log L_{\text{H}_2\text{O}}$	60	2.18	0.08	21	-0.04	0.18	81	1.60	0.13
$\log L_{0.5-2}$	50	6.79	0.13	19	5.24	0.38	69	6.36	0.16
$\log L_{2-10}$	40	8.44	0.13	16	6.51	0.34	56	7.89	0.18
$\log L_{60}$	54	10.15	0.08	19	9.54	0.21	73	9.99	0.08
$\log L_{1A}$	42	5.04	0.14	18	3.80	0.27	60	4.67	0.15
$\log M_{\text{H}}$	31	7.46	0.08	8	6.83	0.29	39	7.33	0.09
$\log N_{\text{H}}$	26	23.28	0.19	15	21.80	0.23	41	22.75	0.19

В табл.3 приведены результаты статистического анализа, где указаны наиболее значимые частные корреляции Спирмана r , с учетом эффекта Малмквиста. Пары переменных, для которых коэффициенты корреляции Спирмана мало значимы, не приведены в табл.3. Там же приведены результаты линейной регрессии Кендалла-Теила (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.3 $\log L_{H_2O}$ и $\log W$ являются зависимыми переменными, а остальные параметры - независимыми. В частности, линия регрессии между $\log L_{H_2O}$ и $\log M_c$ для мегамазеров имеет следующий вид: $\log L_{H_2O} = 0.6 \log M_c - 2.52$.

Таблица 3

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИЙ И РЕГРЕССИИ ТРЕХ ВЫБОРОК

Мегамазеры				
	$\log M_c$	$\log N_H$	$\log M_c$	$\log N_H$
$\log L_{H_2O}$	$N=31$ $\rho=0.52$ $P=0.002$	$N=26$ $\rho=0.39$ $P=0.05$	$S=0.60$ $I=-2.52$ $0.17 \leq S \leq 0.98$ $D=-0.14$	$S=0.28$ $I=-4.47$ $-0.006 \leq S \leq 0.48$ $d=0.007$
$\log W$	$N=31$ $\rho=0.41$ $P=0.02$	$N=26$ $\rho=0.47$ $P=0.01$	$S=0.55$ $I=-3.47$ $0.03 \leq S \leq 1.14$ $D=0.03$	$S=0.32$ $I=-6.94$ $0.06 \leq S \leq 0.61$ $d=-0.02$
Киломазеры				
	$\log L_{(0.3-2) \text{ keV}}$	$\log L_{(2-10) \text{ keV}}$	$\log L_{60 \text{ micron}}$	$\log L_{1.40 \text{ GHz}}$
$\log L_{H_2O}$	$N=19$ $\rho=0.59$ $P=0.01$ $S=0.34$ $I=-2.05$ $0.14 \leq S \leq 0.61$ $d=0.005$	$N=16$ $\rho=0.48$ $P=0.08$ $S=0.40$ $I=-2.59$ $0.09 \leq S \leq 0.80$ $d=-0.14$	$N=19$ $\rho=0.56$ $P=0.02$ $S=0.59$ $I=-5.49$ $0.17 \leq S \leq 1.31$ $d=-0.05$	$N=18$ $\rho=0.53$ $P=0.03$ $S=0.55$ $I=-2.30$ $0.37 \leq S \leq 0.95$ $d=0.24$
Все мазеры				
	$\log M_c$	$\log N_H$	$\log M_c$	$\log N_H$
$\log L_{H_2O}$	$N=39$ $\rho=0.59$ $P=7 \cdot 10^{-5}$	$N=41$ $\rho=0.35$ $P=0.02$	$S=0.94$ $I=-5.07$ $0.55 \leq S \leq 1.42$ $d=-0.13$	$S=0.63$ $I=-13.13$ $0.37 \leq S \leq 0.88$ $d=0.15$
$\log W$	$N=39$ $c=0.42$ $P=8 \cdot 10^{-3}$	Корреляция отсутствует	$S=0.44$ $I=-2.69$ $0.11 \leq S \leq 0.94$ $d=0.01$	

Мы не обнаружили существенных корреляций между параметрами линии H_2O излучения (L_{H_2O} и W) со светимостями $L_{0.3-2 \text{ keV}}$, $L_{2-10 \text{ keV}}$, $L_{60 \text{ micron}}$, $L_{1.4 \text{ GHz}}$ для мегамазеров. Так, например, $\rho(L_{H_2O}, L_{2-10 \text{ keV}}) = 0.02$

($N=40$, $P=0.91$).

Что касается киломазеров, то наиболее значимые корреляции и соответствующие параметры регрессии приведены в табл.3. Там же приведены данные для всех мазеров.

Из табл.3 видно, что излучения мега и киломазеров показывают совершенно разные зависимости от других параметров галактик. Это еще раз подчеркивает то обстоятельство, что эти мазерные источники связаны с разными процессами, протекающими в галактиках. Что же касается всех мазеров, то они, практически, повторяют поведение мегамазеров, за исключением зависимости между $\log W$ и $\log N_H$.

5. Обсуждение. Как уже отмечалось, в мегамазерных галактиках мазерное и рентгеновское излучения образуются в околоядерной области. Поэтому, как результат активности ядра можно ожидать, что мазерное излучение должно зависеть от массы ядра галактики. Массу ядра можно оценить, если предположить, что в центре галактики находится аккреционный диск и черная дыра. К сожалению, другие предположения о ядре галактики не позволяют оценить массу ядра. На рис.1 приведена зависимость $\log L_{H_2O}$ от $\log M_c$ для мегамазеров, где указана линия регрессии Кендалла-Теила.

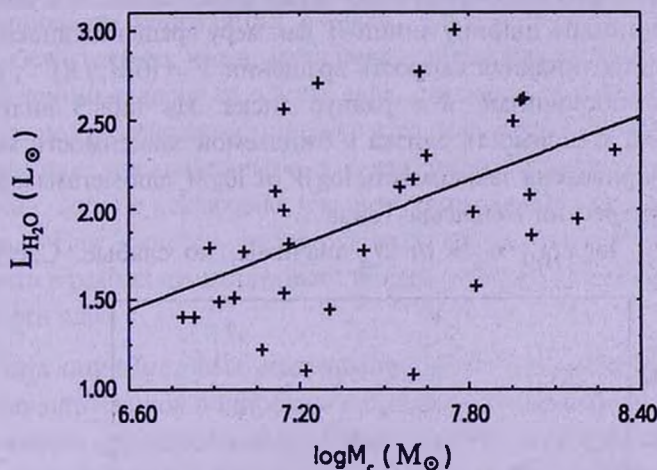


Рис.1. Связь между мегамазерным излучением и массой ядра. Линия регрессии также указана (см., табл.3).

Согласно [6], рентгеновское излучение аккреционного диска в мегамазерах может стимулировать столкновительную накачку мазерного уровня излучения H_2O посредством нагрева молекулярного облака. В этом случае мы должны ожидать положительную корреляцию между мазерным и рентгеновским излучениями. В рамках этой же теории жесткое рентгеновское излучение должно быть прямопропорционально массе ядра [7], а мазерное излучение растет как квадрат массы ядра [8]. Однако до сих пор в

мегамазерах корреляция между мазерным и рентгеновским излучениями достоверно не обнаружена (см., [6] и табл. 3). Согласно нашему анализу, корреляция рентгеновского излучения с массой ядра также отсутствует. Что касается взаимосвязи между $L_{\text{H}_2\text{O}}$ и M_c , то она существует (см., табл.3, $L_{\text{H}_2\text{O}} \sim M_c^{0.6}$), но не является квадратичной, как это следует из теории [6,8]. В работе [8] отмечается, что $L_{\text{H}_2\text{O}} \sim M_c^{3.6}$. Однако наши данные не подтверждают такую зависимость. Более того, на основе результатов наблюдений, приведенных в работе [8], наш анализ не обнаружил такую зависимость между $L_{\text{H}_2\text{O}}$ и M_c . Согласно [8], $M_c \sim L_{\text{H}_2\text{O}}^{0.28}$, и нам кажется, что авторы указанной работы из последней зависимости определили, что $L_{\text{H}_2\text{O}} \sim M_c^{1/0.28} = M_c^{3.6}$. Если это так, то такая процедура не верна, так как зависимость между $L_{\text{H}_2\text{O}}$ и M_c - статистическая и нельзя определить обратную взаимосвязь таким образом. Результаты табл.3 показывают, что для мегамазеров наиболее сильные взаимосвязи наблюдаются между параметрами линии H_2O и массой ядра галактики.

Профиль линии H_2O - излучения является результатом распределения и кинематики газа. Уширение линии является либо следствием дисперсии скоростей между отдельными облаками, либо вращением центральной части галактики. Их одновременное присутствие также может привести к уширению линии. Если принимать ширину линии W как меру вращения диска вокруг ядра галактики, то линейная скорость вращения $V = (GM_c/R)^{0.5}$, где G - гравитационная постоянная, R - радиус диска. Из табл.3 видно, что $W \sim M_c^{0.55}$, и эта зависимость близка к ожидаемой зависимости между V и M_c . На рис.2 приведена зависимость $\log W$ от $\log M_c$ для мегамазеров, где указана линия регрессии Кендалла-Теила.

Зависимости $\log L_{\text{H}_2\text{O}}$ и W от N_H значимы, но слабые. Светимость

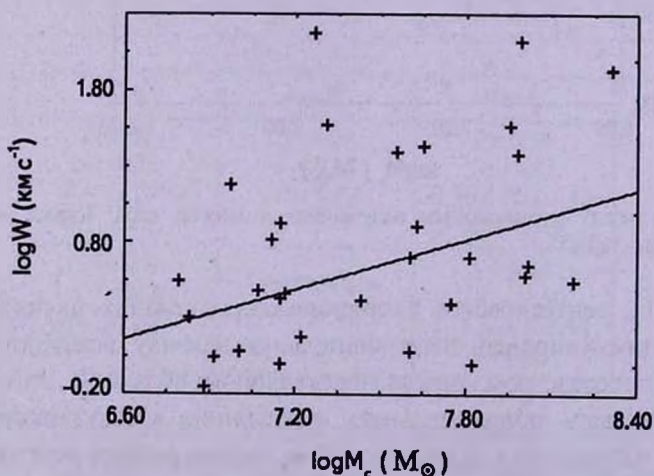


Рис.2. Связь между шириной линии мегамазерного излучения и массой ядра. Линия регрессии также указана (см., табл.3).

мазерного излучения растет экспоненциально с поверхностной плотностью молекул, если излучение является ненасыщенным. Если же излучение является насыщенным, то в присутствии градиента скоростей $L_{\text{H}_2\text{O}} \sim N_H^2$.

Согласно табл.3, совершенно иная картина наблюдается для киломазеров. Изотропная светимость H_2O слабо зависит от рентгеновского излучения, хотя в случае мягких рентгеновских лучей эта зависимость значима. В то же время $L_{\text{H}_2\text{O}}$ светимость показывает умеренную корреляцию со светимостями в далеких инфракрасных лучах и радиоконтинууме. Параметры радиолинии не зависят от массы ядра (хотя следует отметить, что в этом случае число галактик с известными M_c не велико для достоверной статистики, $N=8$) и поверхностной плотности водорода. Такое поведение мазерного излучения трудно однозначно объяснить. Хотя, если придерживаться точки зрения, что в киломазерах основным фактором, определяющим свойства галактики, является активность звездообразования, а не активность ядра, то зависимость $L_{\text{H}_2\text{O}}$ от вышеуказанных светимостей является ожидаемой.

Мы также анализировали галактики, которые принадлежат к морфологической группе дискообразных мегамазеров ($N=52$). Свойства этой выборки мало чем отличаются от свойств выборки мегамазеров. Так, например, для дискообразных мегамазеров $\log L_{\text{H}_2\text{O}} = 0.56 \log M_c - 2.17$ с коэффициентом корреляции $\rho = 0.48$, $P = 0.01$, $N = 25$.

То обстоятельство, что в мегамазерах светимость мазерного излучения и ширина линии зависят от массы ядра, следует, что молекулярное облако находится под воздействием активного ядра. Наши результаты не подтверждают теоретическое предположение о связи мегамазерного и рентгеновского излучений, хотя не исключено, что этот вопрос нуждается в дополнительном изучении. Нам кажется, что результаты настоящей работы невозможно объяснить в рамках существующих теорий о связи мазерного излучения от активности ядра.

6. Заключение. Мы исследовали выборку внегалактических H_2O мазерных источников в широком диапазоне спектра. В нашем анализе мы использовали непараметрический метод линейной регрессии и корреляции. Перечислим основные результаты нашей работы: 1) Мега и киломазеры показывают совершенно разные свойства. В частности, для мегамазеров наиболее сильные взаимосвязи наблюдаются между параметрами линии H_2O и массой ядра галактики ($L_{\text{H}_2\text{O}} \sim M_c^{0.6}$, $W \sim M_c^{0.55}$), а параметры линии не коррелированы с рентгеновским, инфракрасным и радиоизлучениями. Наблюдается слабая корреляция между мегамазерным излучением и поверхностной плотностью водорода. 2) Для киломазеров H_2O светимость слабо зависит от рентгеновского излучения, хотя в случае мягких рентгеновских лучей эта зависимость значима. H_2O светимость у киломазеров показывает умеренную корреляцию со светимостями в инфракрасных лучах

и радиоконтинууме, а параметры линии не зависят от массы ядра и поверхностной плотности водорода. 3) То обстоятельство, что в мегамазерах светимость мазерного излучения и ширина линии зависят от массы ядра, следует, что в этих галактиках мазерное облако находится под воздействием ядра галактики и активное ядро определяет основные свойства галактики. В киломазерах основным фактором, определяющим свойства галактики, является активность звездообразования, а не активность ядра.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения,

² Институт астрономии и космических наук университета Ал Ал-Бейт, Иордания, e-mail: kandalyan@yahoo.com kandalyan@aabu.edu.jo

EXTRA-GALACTIC H₂O MASER SOURCES AND THEIR PROPERTIES

R.A.KANDALYAN^{1,2}, M.M.AL-ZYOUT²

The broad band properties of a sample of extra-galactic H₂O maser sources are discussed. Based on a sample of 81 maser galaxies it is shown that mega and kilomasers show completely different properties. In particular, for megamasers most tight relationships are observed between the H₂O line parameters and core's mass of galaxy and the line parameters are uncorrelated with X-ray, infrared and radio continuum. The megamaser emission is weakly correlated with column density of hydrogen. As for kilomasers the H₂O-luminosity is weakly correlated with X-ray, although in the case of soft X-ray the correlation is significant. The H₂O-luminosity of kilomasers is moderately correlated with infrared and radio continuum luminosities, but the line parameters are uncorrelated with both core's mass and column density of hydrogen.

Key words: *maser-galaxies:active galaxies:galaxies with active star formation*

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Churchwell, A.Witzel, W.Huchtmeier et al., Astron. Astrophys, 54, 969, 1977.
2. J.S.Zhang, C.Henkel, Q.Gue et al., Astrophys. J., 708, 1528, 2010.
3. J.A.Braatz, <http://wiki.gb.nrao.edu/bin/view/Main/WaterMaserList>, 2009.

4. J.S.Zhang, C.Henkel, M.Kadler et al., *Astron. Astrophys.*, **450**, 933, 2006.
5. L.J.Greenhill, A.Tilak, G.Madejski, *Astrophys. J.*, **686**, L13, 2008.
6. D.A.Neufeld, P.R.Maloney, S.Conger, *Astrophys. J.*, **436**, L127, 1994.
7. P.T.Kondratko, L.J.Greenhill, J.M.Moran, *Astrophys. J.*, **652**, 136, 2006.
8. J.B.Su, J.S.Zhang, J.H.Fan, *Chin. J. Astron. Astrophys.*, **8**, 547, 2008.
9. L.J.Greenhill, P.T.Kondratko, J.M.Moran, A.Tilak, *Astrophys. J.*, **707**, 787, 2009.
10. C.Henkel, A.B.Peck, A.Tarchi et al., *Astron. Astrophys.*, **436**, 75, 2005.
11. R.A.Kandalyan, *Astron. Astrophys.*, **404**, 513, 2003.
12. HEASARC, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/db-perl/W3Browse/w3browse.pl>, 2010.
13. W.L.Conover, *Practical Non-parametric Statistics*, 2nd Ed., New York, John Wiley and Sons, 1980.
14. G.E.Granato, <http://pubs.usgs.gov/tm/2006/tm4a7/TM4A7/ktrlinedownloads.htm>, 2010.
15. R.A.Kandalyan, *Astrophysics*, **39**, 417, 1996.
16. F.E.Bauer, W.N.Brandt, *Astrophys. J.*, **601**, L67, 2004.
17. R.Barnard, L.Shaw Greening, U.Kolb, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **388**, 849, 2008.
18. K.A.Weaver, T.M.Heckman, D.K.Strickland, M.Dahlem, *Astrophys. J.*, **576**, L19, 2002.
19. E.Oliva, L.Origlia, R.Mailino, A.F.M.Moorwood, *Astron. Astrophys.*, **350**, 9, 1999.
20. L.M.Winter, R.F.Mushotzky, C.S.Reynolds, *Astrophys. J.*, **649**, 730, 2006.
21. H.Awaki, S.Ueno, Y.Taniguchi, K.Weaver, *Astrophys. J.*, **542**, 175, 2000.
22. D.B.McElroy, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **100**, 105, 1995.
23. C.H.Nelson, M.Whittle, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **99**, 67, 1995.
24. R.Tullmann, K.S.Long, T.G.Pannuti et al., *Astrophys. J.*, **707**, 1361, 2009.
25. L.Foschini, J.Rodrigues, Y.Fuchs et al., *Astron. Astrophys.*, **416**, 529, 2004.
26. M.Guainazzi, G.Matt, G.C.Perola, *Astron. Astrophys.*, **444**, 119, 2005.
27. C.N.Cardamone, E.C.Moran, L.E.Kay, *Astron. J.*, **134**, 1263, 2007.
28. L.W.Brenneman, K.A.Weaver, M.Kadler et al., *Astrophys. J.*, **698**, 528, 2009.
29. O.Gonzalez-Martin, J.Masegosa, I.Marquez, M.Guainazzi, E.Jimenez-Bailon, *Astron. Astrophys.*, **506**, 1107, 2009.
30. M.Capri, F.Panessa, L.Bassani et al., *Astron. Astrophys.*, **446**, 459, 2006.
31. M.Guainazzi, A.C.Fabian, K.Iwasawa, G.Matt, F.Fiore, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **356**, 295, 2005.
32. A.K.H.Kong, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **346**, 265, 2003.
33. S.Bianchi, G.Miniutti, A.C.Fabian, K.Iwasawa, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **360**, 380, 2005.
34. T.Inui, H.Matsumoto, T.G.Tsuru et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, **57**, 135, 2005.
35. R.Della Ceca, R.E.Griffiths, T.M.Heckman, M.D.Lehnert, K.A.Weaver, *Astrophys. J.*, **514**, 772, 1999.
36. M.Guainazzi, G.Matt, F.Fiore, G.C.Perola, *Astron. Astrophys.*, **388**, 787, 2002.
37. R. Cid Fernandes, Q.Gu, J.Melnick et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **355**, 273, 2004.

38. *J.Ott, F.Walter, E.Brinks*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **358**, 1453, 2005.
39. *P.Tzanavaris, I.Georgantopoulos*, Astron. Astrophys., **468**, 129, 2007.
40. *P.Kaaret, M.G.Simet, C.C.Lang*, Astrophys. J., **646**, 174, 2006.
41. *K.Iwasawa, P.R.Maloney, A.C.Fabian*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **336**, L71, 2002.
42. *G.Madejski, C.Done, P.T.Zychi, L.Greenhill*, Astrophys. J., **636**, 75, 2006.
43. *Q.D.Wang, T.Chaves, J.A.Irwin*, Astrophys. J., **598**, 969, 2003.
44. *K.A.Weaver, J.Gelbord, T.Yaqoob*, Astrophys. J., **550**, 261, 2001.
45. *J.M.Hartwell, I.R.Stevens, D.K.Strickland, T.M.Heckman, L.K.Summers*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **348**, 406, 2004.
46. *M.Guainazzi, G.Matt, W.N.Brandt et al.*, Astron. Astrophys., **356**, 463, 2000.
47. *M.Guainazzi, G.Matt, L.A.Antonelli et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **310**, 10, 1999.
48. *M.Guainazzi, P.Rodriguez-Pascual, A.C.Fabian, K.Iwasawa, G.Matt*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **355**, 297, 2004.
49. *A.Ptak, T.Heckman, N.A.Levenson, K.Weaver, D.Strickland*, Astrophys. J., **592**, 782, 2003.
50. *C.Matsumoto, A.Nava, L.A.Maddox et al.*, Astrophys. J., **617**, 930, 2004.
51. *K.Noguchi, Y.Terashima, H.Awaki*, Astrophys. J., **705**, 454, 2009.
52. *R.P.Kraft, M.J.Hardcastle, D.M.Worral, S.S.Murray*, Astrophys. J., **622**, 149, 2005.
53. NASA/IPAC Extragalactic Database, <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>, 2010.
54. *N.Bennert, R.Barvainis, C.Henkel, R.Antonucci*, Astrophys. J., **695**, 276, 2009.

DEPENDENCE OF THE HOLMBERG EFFECT ON SEPARATIONS BETWEEN PAIRED GALAXIES

XIN-FA DENG, YONG XIN, JIANG PENG, PING WU

Received 30 March 2010

Accepted 25 May 2010

To investigate the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations, we have constructed four subsamples characterized by three-dimensional separations $s \leq 50$ kpc, $50 \text{ kpc} < s \leq 100 \text{ kpc}$, $100 \text{ kpc} < s \leq 150 \text{ kpc}$ and $150 \text{ kpc} < s \leq 200 \text{ kpc}$, respectively. In this study, linear correlation coefficients and surplus standard deviations of color indices, luminosity and size between two components of paired galaxies are calculated. It is found that there is a weak tendency for correlation coefficients of color indices to increase with decreasing three-dimensional separations, but such a tendency does not exist for ones of luminosity and size. We also note that there is no tendency for surplus standard deviations to decrease with decreasing three-dimensional separations. This suggests that it is still very difficult to clearly affirm the dependence of the Holmberg Effect of paired galaxies on three-dimensional separations.

Key words: *galaxies:statistics:fundamental parameters:data analysis*

1. *Introduction.* The Holmberg effect, which means that colors of paired galaxies are closely correlated, was discovered by Holmberg in 1958 [1]. Since then, many authors have explored this effect using different galaxy samples [2-10]. However, previous studies often used very small samples of paired galaxies, which contain fewer than 100 galaxy pairs. In recent years, the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) commissioning data is being widely used in studies about galaxy issues. Undoubtedly, it provides a much larger pair sample for such a subject. Using 1479 merging pairs from the Sloan Digital Sky Survey Early Data Release (Stoughton et al. [11]), Allam et al. [7] calculated linear correlation coefficients for different color indices, and found that the level of significance of the correlation apparently depends on color indices: the highest ($> 12\sigma$) for the $g-r$ color and the lowest ($< 2\sigma$) for the $i-z$ color. The SDSS galaxy data contains two interesting samples: the Main galaxy sample (Strauss et al. [12]) and the Luminous Red Galaxy (LRG) sample (Eisenstein et al. [13]). Deng et al. [9] investigated the Holmberg effect of Main galaxy pairs of the SDSS Data Release 4 (SDSS4, Adelman-McCarthy et al. [14]) and found that except $i-z$ color the color indices between two components of Main galaxy pairs have larger correlation coefficients. The study of Deng et al. [9] also showed that the Holmberg effect of galaxies apparently depends on the color indices. But it is noteworthy that the LRG pair sample does not exhibit

statistically significant Holmberg effect (Deng et al. [8]).

So far, there has been no convincing selection criterion for paired galaxies. Many authors developed various selection criteria for paired galaxies, with the consideration of some physical factors. In this study, we intend to investigate the dependence of the Holmberg effect on the separations between paired galaxies, and expect that the Holmberg effect begins to increase dramatically at a three-dimensional separation. Undoubtedly, such a three-dimensional separation can be defined as the three-dimensional distance criterion for identification of galaxy pairs. In the Main galaxy sample of SDSS5 (Adelman-McCarthy et al. [15]), Deng et al. [10] did not find obvious dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations, but showed an obvious trend for the early-type fraction and the luminosity of paired galaxies to depend on three-dimensional separations: closer paired galaxies have a higher early-type fraction, and there is higher proportion of luminous galaxies in closer pairs than in pairs with greater three-dimensional separations. We note that Deng et al. [10] used the color ratio Cr ($g-r$ color of blue galaxy to that of red galaxy in pairs, $Cr \leq 1$) of both members in pairs as reflecting an extent of color correlation of paired galaxies. In this study, we further investigate the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations, using linear correlation coefficients and the surplus standard deviation. Our paper is organized as follows. In section 2, we describe the data used. The selection criteria of close galaxy pairs are discussed in section 3. In section 4, we investigate the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations. The main results and conclusions are summarized in section 5.

2. Data. Many of the survey properties for the SDSS were discussed in detail in the Early Data Release paper (Stoughton et al. [11]). In our work, we used the Main galaxy sample. The data were downloaded from the Catalog Archive Server of SDSS Data Release 6 (Adelman-McCarthy et al. [16]) by the SDSS SQL Search (with SDSS flag: `bestPrimtarget&64>0`) with high-confidence redshifts ($Z_{\text{warning}} \neq 16$ and $Z_{\text{status}} \neq 0, 1$ and redshift confidence level: $z_{\text{conf}} > 0.95$) (<http://www.sdss.org/dr6/>). From this sample, we select 469199 Main galaxies in the redshift region $0.02 \leq z \leq 0.2$. The Main galaxy sample is an apparent-magnitude limited sample, in which fainter galaxies progressively missed with increasing distance from the observer. To decrease such a selection effect, most authors constructed volume-limited samples from apparent-magnitude limited samples. But the price for this replacement is that a large fraction of the data is not used. In this study, we still use the apparent-magnitude limited Main galaxy sample.

In calculating the co-moving distance we use a cosmological model with a matter density $\Omega_0 = 0.3$, cosmological constant $\Omega_\Lambda = 0.7$, Hubble's constant

$$H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \text{ with } h = 0.7.$$

3. *Selection criteria for paired galaxies.* Karachentsev [17] did not use redshifts and only based on the two-dimensional projected sky separation and galaxy diameter for identifying paired galaxies, since at that time few of such data existed. The main problem of such a method is that they completely ignored the projection effect. In order to decrease such an effect, some authors added the velocity separation criterion [18-22]. For example, Lambas et al. [19] selected galaxy pairs in the field by radial velocity ($\Delta V \leq 350 \text{ km/s}$) and projected separation ($r_p \leq 100 \text{ kpc}$) criteria. But such methods are still seriously influenced by the projection effect. As Deng et al. [10,23] did, in this study we use the three-dimensional distance criterion.

It is important to realize that we do not have a priori defined three-dimensional distance criterion to identify pairs. In Patton et al. [20] study, paired galaxies were selected by a projected separation $r_p < 20 h^{-1} \text{ kpc}$ and a rest-frame relative velocity $\Delta V \leq 500 \text{ km/s}$. From the original CfA2 redshift survey, Barton et al. [18] extracted a complete sample of 786 galaxies in pairs and N -tuples which were selected to have projected separation $r_p < 50 h^{-1} \text{ kpc}$ and velocity separation $\Delta V \leq 1000 \text{ km/s}$. Lambas et al. [19] selected galaxy pairs in the field selected from the 100 K public release of the 2dFgalaxy redshift survey by radial velocity ($\Delta V \leq 350 \text{ km/s}$) and projected separation ($r_p \leq 100 \text{ kpc}$) criteria. In Focardi et al. [21] volume-limited sample of 89 isolated pairs of galaxies, the projected separation between pair members is $r_p < 200 h^{-1} \text{ kpc}$. We note that the projected galaxy separation adopted by most authors ranges from $20 h^{-1} \text{ kpc}$ to $200 h^{-1} \text{ kpc}$. In order to investigate the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations in a larger three-dimensional separation region, we define $R = 200 \text{ kpc}$ as our three-dimensional distance criterion to identify pairs. At this radius, 2597 galaxy pairs are identified, the richest system only contains 3 galaxies and the number of triplet systems is 52.

For galaxy photometry, the SDSS has adopted a modified form of the Petrosian [24] system, measuring galaxy fluxes within a circular aperture whose radius is defined by the shape of the azimuthally averaged light profile. The two Petrosian radii listed in the Photo output, R_{50} and R_{90} , are the radii enclosing 50% and 90% of the Petrosian flux for each band respectively. Deng et al. [23,10] analysed the distribution of the r -band R_{90} ($R_{90,r}$) of all galaxies in the Main galaxy sample. $2 \times R_{90,r}$ can be defined as the minimum separation at which pairs can be reliably separated. Accounting for the upper limit of this separation and the range of the projected galaxy separation adopted by most authors, Deng et al. [23,10] selected $R \approx 100 \text{ kpc}$ and $R = 75 \text{ kpc}$ as an appropriate three-dimensional distance criterion to identify close galaxy pairs. Because using the default precision of the redshift in the SDSS (the minimum redshift difference between galaxies is $\Delta z = 0.001$, corresponding to the minimum

comoving radial distance difference $\Delta D(z) \approx 4.3 \text{ Mpc}$ in the Main galaxy sample) when downloading the data from the SDSS, Deng et al. [23,10] actually selected pairs in which the redshift difference between two components is less than 0.001. We realize that the selection criteria of Deng et al. are nearly the same as those of Lambas et al. [19]. In this study, we select a higher precision of the data: the precision of the redshift is $\Delta z = 0.0001$, corresponding to the minimum comoving radial distance difference $\Delta D(z) \approx 0.4 \text{ Mpc}$. With consideration of the redshift accuracy of SDSS: 30 km/sec rms for the Main galaxy sample, such a precision is reasonable. Thus, our selection criteria of galaxy pairs actually correspond to projected separation $r_p \leq 200 \text{ kpc}$ and velocity separation $\Delta V \leq 30 \text{ km/s}$.

The fiber collisions are main sources of incompleteness in SDSS pair catalogs. But in our study the influence of this incompleteness is not crucial. In addition, correcting some incompleteness often results in new bias. For example, Berlind et al. [25] corrected fiber collisions by giving each collided galaxy the redshift of its nearest neighbor on the sky (usually the galaxy it collided with). Putting collided galaxies at the redshifts of their nearest neighbors will cause some nearby galaxies to be placed at high redshift, which artificially makes their estimated luminosities very high. Therefore, in this study, we do not make efforts to correct fiber collisions.

4. The dependence of the Holmberg effect on the separations between paired galaxies. From our pair sample, we construct four subsamples with three-dimensional separations $s \leq 50 \text{ kpc}$, $50 \text{ kpc} < s \leq 100 \text{ kpc}$, $100 \text{ kpc} < s \leq 150 \text{ kpc}$ and $150 \text{ kpc} < s \leq 200 \text{ kpc}$, which we respectively refer to as Sample 0-50, Sample 50-100, Sample 100-150 and Sample 150-200. Sample 0-50 includes 251 pairs, Sample 50-100 625 pairs, Sample 100-150 847 pairs and Sample 150-200 874 pairs.

The calculation of linear correlation coefficients of color indices between two components of paired galaxies is a typical method. As Deng et al. [9] did (see Fig.1-4 of Deng et al. [9]), horizontal axis refers to color indices of the fainter component of each pair and vertical axis to those of the brighter component. Table1 lists correlation coefficients of color indices between two components of pairs with different three-dimensional separations, from which, we observe a weak tendency for correlation coefficients of color indices to increase with decreasing three-dimensional separations of pairs. In all pair subsamples, the correlation coefficient for the $g-r$ color index is the largest, while one for the $i-z$ color index is the smallest, which is consistent with results of other studies [7,9]. But we also find that the correlation coefficient for the $i-z$ color index in all pair subsamples is much larger than ones obtained by that authors. One possible explanation for this difference is that we use pairs identified by smaller velocity separation ($\Delta V \leq 30 \text{ km/s}$). In an apparent-

magnitude limited sample, the mean properties of galaxies apparently change with redshift z (see Fig.8 of Deng et al. [26]). As seen from Fig.1 of Deng et al. [9], the correlation of the $i-z$ color index between two components of pairs has relatively large scatter which tends to wash out any correlations of the $i-z$ color. Smaller velocity separation may apparently decrease the scatter of the $i-z$ color index, which results in larger correlation coefficient for the $i-z$ color index.

Bower et al. [27] and Stanford et al. [28] observed a very small dispersion of colors in clusters. Goto et al. [29] considered that cluster members have similar colors and used color cuts to enhance the contrast of galaxy clusters. Deng et al. [30] also found that member galaxies of real compact groups have a smaller dispersion of colors than random group member galaxies. If we recognize that such a tendency is due to smaller distances between galaxies in these dense environments, it is not surprising that there is a weak tendency for the Holmberg effect of paired galaxies to depend on three-dimensional separations. But we preferentially believe that the Holmberg effect increases slowly with decreasing three-dimensional separations in a very large three-dimensional separation region, thus, in a smaller three-dimensional separation region $s \leq 200$ kpc, the dependence of the Holmberg effect on separations is not very significant.

But we are not sure that above correlation is due to a physical effect. After all, it is quite possible that the basic properties of both galaxies in a close pair appear similar because the photometry of galaxy "a" is contaminated by the photometry of galaxy "b". Thus, we also calculate the linear correlation coefficients of luminosity and size between two components of paired galaxies. We use the r -band R_{50} ($R_{50,r}$) as the parameter of galaxy size. The luminosity M_r is the r -band absolute magnitude. Here, we ignore the K -correction (Blanton et al. [31]), due to paired galaxies having similar redshifts. As seen from Table I, there is no tendency for correlation coefficients of luminosity and size to increase with decreasing three-dimensional separations, which demonstrates that the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations is a physical effect.

Besides, we notice that linear correlation coefficients of luminosity and size between two components of paired galaxies are larger than ones of color indices. This may show that it is difficult to define a value of correlation coefficient which can indicate that colors of paired galaxies are closely correlated. A reasonable method is to compare correlation coefficients of paired galaxies with ones of random pairs which consist of two galaxies randomly extracted from the galaxy sample. Deng et al. [9] made the random pair sample to be affected by the same bias as that affecting the pair sample. By comparing correlation coefficients of the pair sample with those of random pair samples, Deng et

al. found that except the $i-z$ color the color indices between two components of pairs for the galaxy pair sample have significantly larger correlation coefficients than random pair samples.

To investigate the Holmberg effect of paired galaxies, Deng et al. [9] showed color indices of two components of pairs in a two-dimensional diagram: horizontal axis refers to color indices of the fainter component of each pair and vertical axis to those of the brighter component. A line with the slope of 45° is also plotted. If color indices between two components of pairs exhibit strong correlations, most of data points are confined to a relative narrow region around the 45° line. Linear correlation coefficients actually present the significance level of the linear fit equation for a group of data points. When data points are away from the 45° line, investigating the Holmberg effect by linear correlation coefficients is not appropriate. In order to describe the extent of correlation between data points and the 45° line, we also use the surplus standard deviation developed by Deng et al. [8]:

$$S = \sqrt{\frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y}_i)^2},$$

where n is the number of data points, and (x_i, y_i) ($i = 1, 2, \dots, n$) are x, y variables of each data point (in our work, x_i refers to color indices of the fainter component of each pair and y_i to those of the brighter component), $\bar{y}_i$ is calculated by x_i of each data point and the 45° line. Apparently, smaller surplus standard deviations represent strong correlations of data points with the 45° line and indicate that the Holmberg effect of pairs has high significance level. Table2 lists surplus standard deviations of color indices, luminosity and size between two components of pairs with different three-dimensional separations. We note that surplus standard deviations of luminosity and size are much larger than ones of color indices. In order to further explore the level of significance of these results, comparative studies of the surplus standard deviations between pairs and random pairs should be performed as Deng et al. [8]. We do not observe a tendency for surplus standard deviations of pair subsamples to decrease with decreasing three-dimensional separations. Deng et al. [10] used the color ratio Cr ($g-r$ color of blue galaxy to that of red galaxy in pairs, $Cr \leq 1$) of both members in pairs as reflecting an extent of color correlation of paired galaxies and found that there is no obvious dependence of Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations. This shows that it is still very difficult to clearly affirm the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations, as we have no ability to confirm that the calculation of linear correlation coefficient between two components of paired galaxies is the only statistically correct method.

Table1

CORRELATION COEFFICIENTS OF COLOR INDICES,
LUMINOSITY AND SIZE BETWEEN TWO COMPONENTS OF
PAIRS WITH DIFFERENT THREE-DIMENSIONAL SEPARATIONS

Pair subsamples	correlation coefficients of color indices	correlation coefficient of luminosity	correlation coefficient of size
Sample0-50	$R_{x-z} = 0.326$ $R_{x-y} = 0.662$ $R_{x-l} = 0.461$ $R_{y-z} = 0.240$	$R_{lum} = 0.658$	$R_{size} = 0.582$
Sample50-100	$R_{x-z} = 0.333$ $R_{x-y} = 0.561$ $R_{x-l} = 0.398$ $R_{y-z} = 0.109$	$R_{lum} = 0.638$	$R_{size} = 0.313$
Sample100-150	$R_{x-z} = 0.291$ $R_{x-y} = 0.474$ $R_{x-l} = 0.237$ $R_{y-z} = 0.164$	$R_{lum} = 0.631$	$R_{size} = 0.357$
Sample150-200	$R_{x-z} = 0.168$ $R_{x-y} = 0.475$ $R_{x-l} = 0.278$ $R_{y-z} = 0.151$	$R_{lum} = 0.687$	$R_{size} = 0.441$

Table2

SURPLUS STANDARD DEVIATION S OF COLOR INDICES,
LUMINOSITY AND SIZE BETWEEN TWO COMPONENTS OF
PAIRS WITH DIFFERENT THREE-DIMENSIONAL SEPARATIONS

Pair subsamples	S of color indices	S of luminosity	S of size
Sample0-50	$S_{x-z} = 1.141$ $S_{x-y} = 0.220$ $S_{x-l} = 0.140$ $S_{y-z} = 0.574$	$S_{lum} = 1.385$	$S_{size} = 2.109$
Sample50-100	$S_{x-z} = 0.488$ $S_{x-y} = 0.212$ $S_{x-l} = 0.108$ $S_{y-z} = 0.473$	$S_{lum} = 1.388$	$S_{size} = 1.988$
Sample100-150	$S_{x-z} = 0.817$ $S_{x-y} = 0.212$ $S_{x-l} = 0.124$ $S_{y-z} = 0.199$	$S_{lum} = 1.306$	$S_{size} = 2.315$
Sample150-200	$S_{x-z} = 0.656$ $S_{x-y} = 0.222$ $S_{x-l} = 0.130$ $S_{y-z} = 0.328$	$S_{lum} = 1.250$	$S_{size} = 2.102$

5. *Summary.* At the radius $R = 200$ kpc, we identify 2597 galaxy pairs from an apparent magnitude-limited Main galaxy sample of the SDSS DR6. To investigate the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations, we have constructed four subsamples characterized by three-dimensional separations $s \leq 50$ kpc, $50 \text{ kpc} < s \leq 100$ kpc, $100 \text{ kpc} < s \leq 150$ kpc and $150 \text{ kpc} < s \leq 200$ kpc, respectively. In this study, linear correlation coefficients and surplus standard deviations of color indices, luminosity and size between two components of paired galaxies are calculated. The main results can be summarized as follows:

1) As seen from Table1, there is a weak tendency for correlation coefficients of color indices to increase with decreasing three-dimensional separations, but such a tendency does not exist for ones of luminosity and size, which demonstrates that the dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations is a physical effect. In addition, we also notice that linear correlation coefficients of luminosity and size between two components of paired galaxies are larger than ones of color indices. This may show that it is difficult to define a value of correlation coefficient which can indicate that colors of paired galaxies are closely correlated. We believe that a reasonable method is to compare correlation coefficients of paired galaxies with ones of random pairs.

2) We also use surplus standard deviations developed by Deng et al. [8] for investigating the Holmberg effect. Smaller surplus standard deviations represent strong correlations of data points with the 45° line, and indicate that the Holmberg effect of pairs has high significance level. As seen from Table2, there is no tendency for surplus standard deviations of pair subsamples to decrease with decreasing three-dimensional separations, and surplus standard deviations of luminosity and size are much larger than ones of the color indices. This suggests that it is still very difficult to clearly affirm dependence of the Holmberg effect of paired galaxies on three-dimensional separations.

Acknowledgements. Our study was supported by the National Natural Science Foundation of China (NSFC, Grant 10863002).

Funding for the SDSS and SDSS-II has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, the US Department of Energy, the National Aeronautics and Space Administration, the Japanese Monbukagakusho, the Max Planck Society, and the Higher Education Funding Council for England. The SDSSWeb site is <http://www.sdss.org>.

The SDSS is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions. The Participating Institutions are the American Museum of Natural History, Astrophysical Institute Potsdam, University of Basel, University of Cambridge, Case Western Reserve University, University

of Chicago, Drexel University, Fermilab, the Institute for Advanced Study, the Japan Participation Group, Johns Hopkins University, the Joint Institute for Nuclear Astrophysics, the Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, the Korean Scientist Group, the Chinese Academy of Sciences (LAMOST), Los Alamos National Laboratory, the Max Planck Institute for Astronomy (MPIA), the Max Planck Institute for Astrophysics (MPA), New Mexico State University, Ohio State University, University of Pittsburgh, University of Portsmouth, Princeton University, the US Naval Observatory, and the University of Washington.

School of Science, Nanchang University, Jiangxi, China, 330031,
e-mail: xinfadeng@yahoo.com.cn

ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТА ХОЛМБЕРГА ОТ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ ДВОЙНЫХ ГАЛАКТИК

ХИН-ФА ДЕНГ, ЯНГ ХИН, ДЖИАНГ ПЕНГ, ПИНГ ВУ

С целью исследования зависимости эффекта Холмберга для двойных галактик от трехмерного расстояния между компонентами, были составлены четыре подгруппы со следующими трехмерными расстояниями: $s \leq 50$ кпк, $50 \text{ кпк} < s \leq 100 \text{ кпк}$, $100 \text{ кпк} < s \leq 150 \text{ кпк}$ и $150 \text{ кпк} < s \leq 200 \text{ кпк}$. В работе вычислены линейные коэффициенты корреляции и остаточные стандартные отклонения между показателями цвета, светимостями и расстояниями компонентов парных галактик. Получено, что существует слабая тенденция возрастания корреляционных коэффициентов показателей цвета с уменьшением трехмерных расстояний. Однако такая тенденция не наблюдается в случае светимости и размера. Получено также, что нет тенденции убывания остаточных стандартных отклонений с уменьшением трехмерных расстояний. Это означает, что пока очень трудно достоверно утверждать о наличии зависимости эффекта Холмберга от трехмерного расстояния между компонентами двойных галактик.

Ключевые слова: *галактики: статистика: фундаментальные параметры*

REFERENCES

1. E.Holmberg, *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II*, 136, 1, 1958.
2. A.N.Tomov, *AZh*, 55, 944, 1978 (*Soviet Astronomy*, 22, 540).
3. A.N.Tomov, *AZh*, 56, 949, 1979 (*Soviet Astronomy*, 23, 535).
4. V.V.Demin, E.A.Dibay, A.N.Tomov, *AZh*, 58, 925, 1981 (*Soviet Astronomy*, 25, 528)
5. V.V.Demin, A.V.Zasov, E.A.Dibaj et al., *AZh*, 61, 625, 1984.
6. V.P.Reshetnikov, *Astron. J. Letters*, 24, 153, 1998.
7. S.S.Allam, D.L.Tucker, J.A.Smith et al., *Astron. J.*, 127, 1883, 2004.
8. X.F.Deng, S.Y.Zou, J.Z.He et al., *AN*, 328, 162, 2007.
9. X.F.Deng, J.Z.He, Y.Q.Chen et al., *Chinese Journal of Physics*, 46, 517, 2008.
10. X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang et al., *Astrophys. J.*, 677, 1040, 2008.
11. C.Stoughton, R.H.Lupton, M.Bernardi et al., *Astron. J.*, 123, 485, 2002.
12. M.A.Strauss, D.H.Weinberg, R.H.Lupton et al., *Astron. J.*, 124, 1810, 2002.
13. D.J.Eisenstein, J.Annis, J.E.Gunn et al., *Astron. J.*, 122, 2267, 2001.
14. J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros, S.S.Allam et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 162, 38, 2006.
15. J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros, S.S.Allam et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 172, 634, 2007.
16. J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agüeros, S.S.Allam et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 175, 297, 2008.
17. I.D.Karachentsev, *SoSAO*, 7, 1, 1972.
18. E.J.Barton, M.J.Geller, S.J.Kenyon, *Astrophys. J.*, 530, 660, 2000.
19. D.G.Lambas, P.B.Tissera, M.S.Alonso, G.Coldwell, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 346, 1189, 2003.
20. D.R.Patton, J.K.Grant, L.Simard et al., *Astron. J.*, 130, 2043, 2005.
21. P.Focardi, V.Zitelli, S.Marinoni et al., *Astron. Astrophys.*, 456, 467, 2006.
22. L.J.Kewley, M.J.Geller, E.J.Barton, *Astron. J.*, 131, 2004, 2006.
23. X.F.Deng, Y.Q.Chen, P.Wu et al., *ChJAA*, 6, 411, 2006.
24. V.Petrosian, *Astrophys. J.*, 209, L1, 1976.
25. A.A.Berlind, J.Frieman, D.H.Weinberg et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 167, 1, 2006.
26. X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang et al., *Astron. Astrophys.*, 474, 783, 2007.
27. R.G.Bower, J.R.Lucy, R.S.Ellis, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 254, 601, 1992.
28. S.A.Stanford, P.R.Eisenhardt, M.Dickinson, *Astron. J.*, 492, 461, 1998.
29. T.Goto, M.Sekiguchi, R.C.Nichol et al., *Astron. J.*, 123, 1807, 2002.
30. X.F.Deng, J.Z.He, P.Jiang et al., *Ap*, 50, 18, 2007.
31. M.R.Blanton, J.Brinkmann, I.Csabai et al., *Astron. J.*, 125, 2348, 2003.

РЕНТГЕНОВСКОЕ И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ОТ MRK 421 В 2005г.

В.В.ФИДЕЛИС^{1,2}, С.А.КАЛИТА²

Поступила 22 февраля 2010

Принята к печати 26 мая 2010

Приводятся результаты исследования переменности излучения Mrk 421 в рентгеновском диапазоне и γ -диапазоне СВЭ энергий в течение 10-дневного периода повышенной активности источника в конце 2005г. Данные в ТэВ-ном диапазоне брались с использованием данных наблюдений на 10-м черенковском телескопе Whipple, а данные в мягком рентгене получены инструментом ASM на борту орбитальной обсерватории RXTE. Кривые блеска от источника показали очевидную переменность в обоих энергетических диапазонах в форме вспышек. В периоды вспышек поток γ -квантов СВЭ превышал уровень потока от Крабовидной туманности и коррелировал положительно с наблюдаемым излучением в рентгеновском диапазоне. Поток γ -квантов СВЭ изменялся почти линейно относительно потока мягкого рентгеновского излучения. Статистические характеристики переменности были энергетически независимы и обе компоненты излучения регистрировались квазиодновременно. Наблюдаемые временные свойства источника могут быть интерпретированы в рамках синхротронной само-комптоновской модели в терминах быстрого ускорения лептонов в струе. Наши исследования подтверждают свойственную этому источнику вспышечную активность на суточной шкале по ранее известным данным.

Ключевые слова: *блазары: рентгеновское и γ -излучение: Mrk 421*

1. *Введение.* Наблюдаемое разнообразие активных ядер галактик (АЯГ) в большей степени обусловлено их ориентацией относительно наблюдателя, а не физикой происходящих в них процессов [1]. Их фундаментальной особенностью являются астрофизические струи, истекающие из галактических центров, предположительно содержащих сверхмассивные черные дыры. Энергетическое истечение струй происходит перпендикулярно аккреционному диску в двух противоположных направлениях. Вследствие наличия внешнего магнитного поля и частичной ионизации извергаемого вещества струи подвергаются сильной коллимации [2]. При направлении одной из струй в сторону наблюдателя интенсивность ее электромагнитного излучения многократно усиливается вследствие эффекта Доплера, а излучение обратной направленной струи оказывается сильно подавленным. Такие объекты классифицируются как блазары. Для блазаров характерна быстрая переменность во всем электромагнитном спектре и относительно высокая степень линейной поляризации в оптическом диапазоне.

Излучение блазаров в континууме имеет наблюдательные признаки

нетеплового во всем электромагнитном спектре. Их спектральное распределение энергии, построенное в координатах $\nu F(\nu) - \nu$, характеризуется двумя широкими максимумами, расположенными в инфракрасном - рентгеновском диапазонах и γ -диапазоне [3,4]. Такая форма спектра блазаров может быть объяснена синхротронной самокомптоновской моделью, в которой низкоэнергетичные синхротронные фотоны, излучаемые релятивистскими электронами в магнитном поле струи, в процессе обратного комптоновского рассеивания на той же популяции электронов могут генерировать γ -излучение сверхвысоких энергий (СВЭ, $E > 10^{11}$ эВ) [3].

Среди АЯГ блазары являются самыми мощными источниками когерентного γ -излучения СВЭ. Детектирование γ -лучей от блазаров может дать ценную информацию о соответствующих радиационных процессах и физических свойствах излучающих зон [4]. Сам факт наличия γ -излучения у астрофизических объектов накладывает ограничение на оптическую толщину излучающих зон и требует наличия анизотропии излучения для уменьшения плотности рассеиваемых комптоновских фотонов внутри источника.

Повышенная активность блазаров в диапазоне СВЭ обычно сопровождается коррелированным рентгеновским излучением на временных шкалах порядка нескольких дней. Изучение временных свойств рентгеновского и γ -излучения СВЭ источников с доминирующими струями может уточнить физические параметры, характеризующие процесс аккреции на сверхмассивные черные дыры и уточнить существующие теоретические модели [5,6].

Mrk 421 является одним из ближайших блазаров ($z = 0.031$, что эквивалентно удалению на ≈ 124 Мпк), от которого был впервые обнаружен поток γ -квантов СВЭ. Он был зарегистрирован в 1992г. на 10-м черенковском телескопе обсерватории Whipple со статистической достоверностью 6.3σ ($E > 0.5$ ТэВ) [7]. Mrk 421 относится к подклассу лацертид с высокочастотным пиком (HBL). В таких объектах оба максимума излучения смещены в высокочастотную область: пик синхротронного излучения может быть расположен в ультрафиолетовом или рентгеновском диапазоне, а пик обратного комптоновского излучения может находиться в γ -диапазоне СВЭ ($E > 10^{11}$ эВ).

Быстрая переменность, наблюдаемая в Mrk 421, в ТэВ-ных γ -лучах (увеличение потока относительно спокойного состояния более, чем в 50 раз за 1 час [8]) подразумевает минимальное значение фактора Доплера $\delta \sim 10$. В период вспышек поток γ -квантов СВЭ от Mrk 421 может превышать поток от Крабовидной туманности [9]. Переменность γ -излучения СВЭ, наблюдаемая от Mrk 421, и его корреляция с рентгеновским излучением исследовалась на многих инструментах и описана, например, в работах

[10-13]. В настоящей работе мы также исследовали переменность рентгеновского и γ -излучения СВЭ от Mrk 421, используя архивные данные его наблюдений орбитальной обсерваторией RXTE/ASM [14] и атмосферным черенковским телескопом коллаборации Whipple [15]. Телескоп Whipple имеет относительно низкую пороговую энергию регистрации γ -квантов СВЭ, что позволяет ему набрать статистику, соизмеримую с орбитальными инструментами.

2. Используемые данные. 10-м черенковский телескоп изображения Whipple является конструктивным прототипом системы VERITAS, состоящей из 4-х 12-м черенковских телескопов изображения. Оба телескопа находятся в Южной Аризоне, США. С момента запуска телескопа Whipple в эксплуатацию в 2005г., на нем было открыто 5 ТэВ-ных γ -блазаров. С вводом в оперирование первых 12-м телескопов обсерватории VERITAS наблюдательная программа 10-м телескопа Whipple была полностью посвящена ежесуточному мониторингу отождествленных γ -блазаров 1ES 2344+514, 1ES 1959+650, Mrk 421, H 1426+429 и Mrk 501. Это дало возможность получать кривые блеска вышеуказанных переменных объектов на продолжительных временных шкалах.

Для анализа переменности Mrk 421 был выбран эпизод его наблюдений на 10-м телескопе обсерватории Whipple в течение 7 дней с 29 ноября по 10 декабря 2005г. [16]. Для сравнения с рентгеновским излучением источника в диапазоне 1.5-12 кэВ были использованы архивные данные рентгеновского монитора всего неба ASM обсерватории RXTE [17].

На рис.1 показаны вариации потока от источника в двух энергетических

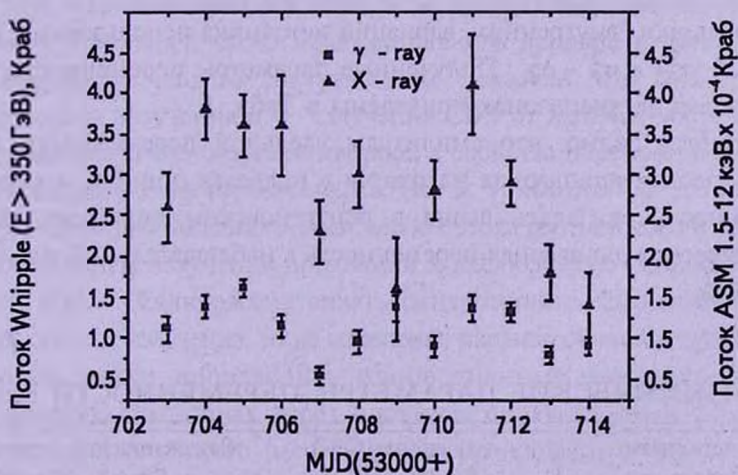


Рис.1. Среднеочные кривые блеска в диапазоне энергий $E > 350$ ГэВ (квадратики) и 1.5-12 кэВ (треугольники). Оценка потока монитора ASM сделана в единицах потока от Крабовидной туманности (1 ASM Краб ≈ 74 отсчета с^{-1}). Среднеочные скорости регистрации γ -квантов выражены также в единицах потока от Крабовидной туманности, измеренного на 10-м телескопе Whipple.

диапазонах. Время дано в модифицированных Юлианских датах. Кривые блеска показали наличие двух вспышек в обоих диапазонах. В течение первой вспышки, длившейся ≈ 3 дня (MJD 53704-53706), поток от источника превысил 1.5 Краб ($E > 350$ ГэВ) и достиг ≈ 40 мКраб в рентгеновских лучах. Во второй вспышке продолжительностью не более 3-х дней (MJD 53710-53712) интенсивность источника увеличилась в полтора раза в γ -лучах СВЭ и примерно в 2 раза в рентгеновских лучах.

3. Анализ корреляции и переменности. Первые видимые результаты кривых блеска, представленные на рис.1, указывают на то, что временные вариации потоков в обоих энергетических диапазонах коррелируют. Для оценки корреляции между двумя наборами данных были использованы коэффициент корреляции Пирсона r и коэффициент ранговой корреляции Спирмана ρ . Вычисленные для всего наблюдательного периода $r = 0.53$ и $\rho = 0.68$.

Для количественной оценки переменности Mrk 421 использовался удельный среднеквадратичный параметр переменности [18] $F_{var} = \sqrt{\sigma_F^2 - \Delta_F^2} / \langle F \rangle$, где дисперсия определяется выражением $\sigma_F^2 = \sum_{i=1}^N (F_i - \langle F \rangle)^2$, $\langle F \rangle$ есть среднеарифметическое значение кривой блеска F_i , а дисперсия, обусловленная ошибками измерения, определяется как $\Delta_F^2 = \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 / N$. Ошибки определения F_{var} оценивались по формуле

$$\sigma(F_{var}) = \frac{1}{F_{var}} \sqrt{\frac{1}{2N}} \frac{\sigma_F^2}{\langle F \rangle^2}.$$

Для оценки "внутренних" вариаций источника использовался избыток вариаций $\sigma_{XS}^2 = \sigma_F^2 - \Delta_F^2$. Полученные параметры переменности в обоих энергетических диапазонах приведены в Табл. 1.

Из табл.1 видно, что амплитуды удельной переменности в обоих энергетических диапазонах находятся в пределах ошибок, а внутренняя переменность оказалась выше в рентгеновском диапазоне. В обоих энергетических диапазонах переменность в наблюдательный период была умеренной.

Таблица 1

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕМЕННОСТИ Mrk 421

Оценочная функция	γ -излучение СВЭ ($E > 350$ ГэВ)	Рентгеновское излучение ($E = 1.5 - 12$ кэВ)
F_{var}	0.25 ± 0.06	0.28 ± 0.08
Избыток вариаций	0.08	0.33

4. *Кросс-корреляционный анализ.* Для оценки временных задержек между рентгеновскими и γ -лучами СВЭ использовался кросс-корреляционный метод. Из рис.2 очевидно, что обе компоненты излучения от Mrk 421 приходят к наблюдателю одновременно на суточной шкале, хотя для данного источника была зарегистрирована задержка на 1 сутки низкоэнергетичной компоненты излучения [19].



Рис.2. Корреляция между временами прихода синхротронной и обратной комптоновской компонент излучения. Положительные задержки означают предшествование потока γ -лучей потоку рентгеновских лучей.

5. *Заклучение.* Согласно данным наземных и спутниковых наблюдений Mrk 421 был ярче на небе в γ -лучах СВЭ, чем Крабовидная туманность в большей части наблюдательного периода в первой декаде 2005г. Результаты нашего анализа также показали, что интенсивности рентгеновского излучения и γ -излучения СВЭ от Mrk 421 коррелировали в период высокого состояния источника, а свойства переменности объекта являлись энергетически независимыми. Поток γ -квантов СВЭ от источника изменялся примерно линейно относительно потока рентгеновского излучения, а обе компоненты излучения приходили к наблюдателю одновременно на суточной шкале. Если рассматривать синхротронно-самокомптоновский сценарий области излучения, тогда изменения параметров высокоэнергетичных электронов могут производить одновременные вариации в обоих энергетических диапазонах через процессы синхротронной радиации и обратного комптоновского рассеяния. Коррелированная переменность в рентгеновских и γ -лучах СВЭ и одновременность прихода двух компонент дают основание предполагать, что наблюдаемая активность генерируется в пределах одной излучающей зоны в источнике.

Авторы благодарны коллаборации Whipple за возможность использования их данных наблюдений.

¹ НИИ, Крымская астрофизическая обсерватория,
Украина, e-mail: fidelisv@mail.ru

² Черноморское отделение МГУ, Севастополь, Украина

X-RAY AND VERY HIGH ENERGY GAMMA-RAY EMISSION FROM MRK 421 IN 2005

V.V.FIDELIS^{1,2}, S.A.KALITA²

The results of the study of X-ray/VHE γ -ray variability of Mrk 421 in the ten-day period of the source-increased activity in the end of 2005 are presented. The TeV data were taken with the Whipple 10m atmospheric Cherenkov telescope and soft X-ray data - with ASM (instrument onboard RXTE). The light curves from the source have shown the apparent evidence of variability in both energy ranges in forms of flares. In the flaring periods VHE γ -quanta flux exceeded the Crab level and correlated well with the observed emission in X-rays. The VHE γ -ray flux scaled nearly linearly with the soft X-ray flux. The statistical characteristics of variability were energy independent and both components of emission were detected quasi-simultaneously. The observed source timing properties may be interpreted within the framework of synchrotron - self Compton model in terms of a rapid acceleration of leptons in the jet. Our investigation confirms the typical to this source flaring activity on previously known data.

Key words: *blazars:X-rays and gamma-rays:Mrk 421*

ЛИТЕРАТУРА

1. C.M.Urry, P.Padovani, Publ. Astron. Soc. Pacif., 107, 803, 1995.
2. Г.С.Бисноватый-Коган, Б.В.Комберг, А.М.Фридман, Астрон. ж., 46, 465, 1969.
3. L.Marashi, G.Ghisellini, A.Celotti, Astrophys. J., 397, L5, 1992.
4. J.Albert, E.Aliu, H.Anderhub et al., Astrophys. J., 669, 862, 2007.
5. M.Gliozzi, R.M.Sambruna, I.Jung et al., Astrophys. J., 646, 61, 2006.

6. *M.Sikora, G.Madejski*, AIP Proceeding, **558**, 275, 2001.
7. *M.Punch, C.W.Akerlof, M.F.Cawley et al.*, Nature, **358**, 477, 1992.
8. *J.A.Gaidos, C.W.Akerlof, S.Biller et al.*, Nature, **383**, 319, 1996.
9. *M.Catanese, T.C.Weekes*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **111**, 1193, 1999.
10. *G.Fossati, J.H.Buckley, I.H.Bond et al.*, Astrophys. J., **677**, 906, 2008.
11. *L.Donnarumma, V.Vittorini, S.Vercellone et al.*, Astrophys. J., **691**, L13, 2009.
12. *K.Katazylski, H.Sol, A.Kus*, Astron. Astrophys., **410**, 101, 2003.
13. *В.В.Фиделус, Д.А.Якубовский*, Астрон. ж., **85**, 589, 2008.
14. *A.M.Levine, H.Bradt, W.Cui et al.*, Astrophys. J., **469**, L33, 1996.
15. <http://veritas.sao.arizona.edu/content/view/48/9/>
16. *D.Horan, V.A.Acciary, S.M.Bradbary et al.*, Multiwavelength observations of Markarian 421 in 2005-2006, Astrophys. J., **695**, 596, 2009.
17. Results provided by the ASM/RXTE teams at MIT and at the RXTE SOF and GOF at NASA's GSFC.
18. *S.Vaughan, R.Edelson, R.S.Warwick, P.Uttley*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **345**, 1271, 2003.
19. *В.В.Фиделус*, Известия РАН. Серия физическая, **71**, 945, 2007.

ДИНАМИКА ДВОЙНЫХ КОМПАКТНЫХ МАССИВНЫХ ОБЪЕКТОВ В ЯДРАХ ГАЛАКТИК ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ШАРОВЫМИ СКОПЛЕНИЯМИ

А.С.КОНДРАТЬЕВ

Поступила 16 апреля 2010

Принята к печати 26 мая 2010

Изучается миграция двойных систем компактных массивных объектов в ядрах галактик за счет сближений с шаровыми скоплениями галактики. Движение двойной происходит в поле фиксированного потенциала балджа галактики. При этом используется эмпирическое соотношение между массами двойной и балджа $M_d = 1000(M_1 + M_2)$, где M_d - масса балджа, M_1 и M_2 - массы компонентов двойной. Найдены зависимости амплитуды дрейфа компонентов двойной от параметров начальной орбиты двойной, размера балджа, а также от начальной скорости и массы шарового скопления. Показано, что амплитуда дрейфа в большей степени зависит от параметров скопления, величина возмущения орбиты двойной слабо зависит от размера балджа, эксцентриситета и большой полуоси орбиты двойной. Амплитуда центра масс также в среднем уменьшается при возрастании разницы масс компонентов.

Ключевые слова: *ядра галактик:центральные компактные объекты:
двойные системы:динамика*

1. *Введение.* В последние годы в ядрах галактик обнаружено несколько сотен компактных массивных объектов (КМО) и выполнены их статистические исследования. Массы КМО коррелируют со светимостями и массами балджей соответствующих галактик (см., например, Феррарез и др. [1], обзор Черепашука [2]). Эти объекты могут испытывать колебания вблизи центра галактики за счет различных эффектов. Обзор некоторых из этих эффектов дан в нашей предыдущей работе (Кондратьев и Орлов, [3]). Более того, эти колебания могут приводить к изменению активности ядра, в частности, к асимметрии джетов (см., например, Бегельман и др. [4], Вольвач [5]).

В некоторых работах (см., например, Мерритт и др. [6]) рассматривалась миграция сверхмассивной черной дыры за счет взаимодействия ее со звездами окружающего плотного звездного скопления. В этих работах оцениваются амплитуды и скорости дрейфа черной дыры в зависимости от ее массы и массы скопления.

В наших работах [3 и 7] рассматривался другой механизм миграции компактного объекта в ядре - его движение в результате взаимодействия

с шаровыми скоплениями, сближающимися с ядром галактики. Мы рассмотрели ряд примеров моделей галактик, в частности, модель нашей Галактики. Было показано, что амплитуда дрейфа КМО может достигать нескольких сотен парсек и сильно зависит от массы и размера балджа, а также от параметров скопления.

В ядрах галактик, кроме одиночных КМО, могут встречаться и двойные (например, в результате слияния галактик, содержащих КМО). Бегельман и др. [4] показали, что эволюцию двойной можно разделить на 3 этапа: 1) галактическое слияние, когда КМО погружаются внутрь новой галактики за счет динамического трения, где и формируют двойную; 2) двойная продолжает разрушаться за счет эффектов "гравитационной рогатки", когда звезды, орбиты которых пересекают орбиту двойной, выталкиваются со скоростями, сравнимыми с орбитальной скоростью двойной, в то время, как энергия связи двойной увеличивается; 3) и, наконец, слияние двойной.

В работе Милосавлевича и Мерритта [8] изучается процесс перехода из второго этапа в третий и производятся оценки амплитуды дрейфа компонент в результате столкновений со звездами в центре галактики.

В данной работе изучается движение двойной системы компактных массивных объектов при взаимодействии с шаровыми скоплениями. При этом мы учитываем известное эмпирическое соотношение между массами КМО и балджа галактики (см. Черепашук [2], Шанкар [9]):

$$M_b = 10^3(M_1 + M_2), \quad (1)$$

где M_b , M_1 и M_2 соответственно массы балджа и компонентов двойной.

Цель исследования - выявление зависимостей амплитуды дрейфа компонентов двойной и ее центра масс от различных параметров системы, таких как массы компонентов, размер балджа, большая полуось орбиты и ее эксцентриситет, а также начальная скорость и масса шарового скопления. Мы приводим количественные и качественные оценки амплитуды возмущенного движения (под влиянием скопления) по сравнению с невозмущенным (когда учитывается только потенциал балджа).

2. Модели балджей галактик и методика расчетов. Поскольку движение КМО происходит вблизи центра галактики, мы учитываем только влияние потенциала балджа и пренебрегаем влиянием других подсистем (в частности, диска и гало).

Введем систему координат с началом в центре балджа. Потенциал балджа соответствует модели Пламмера [10]:

$$\Phi(r) = \frac{GM_b}{(r^2 + b^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

где G - постоянная тяготения, b - эффективный радиус балджа, M_b - масса балджа, r - расстояние до центра балджа. Балдж предполагается

сферически-симметричным. В начальный момент времени компоненты двойной помещаются на ось X так, чтобы центр масс системы находился в начале координат (см. рис.1). Начальные скорости КМО вычисляются, исходя из координат компонентов и эксцентриситетов их орбит. Векторы скорости направлены в противоположные стороны вдоль оси OY .

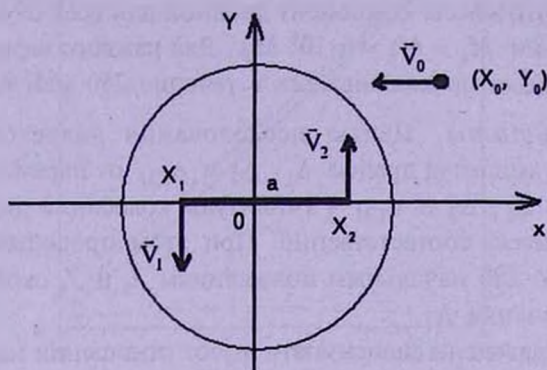


Рис.1. Задание начальных условий движения компонент двойной.

Рассмотрим сближение двойного КМО с массами компонентов M_1 и M_2 и шарового скопления с массой M_c . Вначале компоненты двойной расположены в апоцентре относительной орбиты на оси OX в точках с координатами $(X_1, 0, 0)$ и $(X_2, 0, 0)$, шаровое скопление находится в точке с координатами $(X_0, Y_0, 0)$ и движется вдоль оси OX со скоростью V_0 в направлении центра галактики.

Расчеты движения компонентов системы производятся следующим образом. Учитывается взаимодействие обоих КМО и шарового скопления, а также влияние на них балджа. Поскольку балдж имеет массу на несколько порядков больше, чем КМО и шаровое скопление, то их влиянием на движение балджа мы пренебрегаем.

Начальные параметры сближения приняты равными:

$X_0 \in (0.65; 1.3)$ кпк с шагом 0.05 кпк, $Y_0 \in (0.05; 0.1)$ кпк с шагом 0.005 кпк, $V_0 = 200$ км/с, $M_c = 10^6 M_\odot$, $b = 1$ кпк, $M_1 = M_2 = 5 \cdot 10^6 M_\odot$, эксцентриситет орбиты двойной $e = 0.7$, величина большой полуоси орбиты двойной $a = 50$ пк, такая, что $|X_2 - X_1| = a(1 + e)$. Скорости компонентов двойной вычисляются через элементы орбиты.

При этом для изучения движения системы поочередно были рассмотрены в отдельности вариации каждого из 6 следующих параметров (при этом остальные 5 параметров фиксировались, и их значения принимались равными указанным выше):

1. $M_2/M_1 = 1; 0.1; 0.01; 0.001$, где $M_1 = 10^7 M_\odot$;
2. $a = (5, 10, 50, 100, 150, 200)$ пк;

3. $e \in (0.0 \div 0.9)$ с шагом 0.1;
4. $b = (0.3, 0.6, 0.9, 1.2, 1.5, 2.0)$ кпк;
5. $V_y = (50, 100, 150, 200, 300, 400)$ км/с;
6. $M_{cl} = 10^5 M_\odot, 3 \cdot 10^5 M_\odot, 10^6 M_\odot, 3 \cdot 10^6 M_\odot, 10^7 M_\odot, 3 \cdot 10^7 M_\odot$.

Масса двойного КМО бралась каждый раз в соответствии с формулой (1). Заметим, что массы компонент двойной для всех случаев, кроме п.1, брались равными $M_1 = M_2 = 5 \cdot 10^6 M_\odot$. Для каждого варианта начальных условий эволюция прослеживалась в течение 250 млн лет.

3. Результаты. Целью исследования является определение зависимостей амплитуд дрейфа Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от параметров начального движения, где Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} - амплитуды колебаний двух компонент и их центра масс, соответственно. При этом проводилось усреднение каждого Δ_i по 280 начальным положениям X_0 и Y_0 скопления: бралось медианное значение Δ_i .

На рис.2 приведены зависимости Δ_i от отношения масс компонент двойной. Как видно из рисунка, с ростом отношения масс компонент амплитуда дрейфа меньшего компонента Δ_2 растет, а Δ_1 , наоборот, убывает. Центр масс системы менее стабилен при равных массах компонент. Это вполне объяснимо: при уменьшении массы второго компонента центр масс все больше смещается в сторону первого компонента и сильнее удерживается его массой, а также массой балджа.

На рис.3 представлены зависимости Δ_i от параметра a . Как и следовало

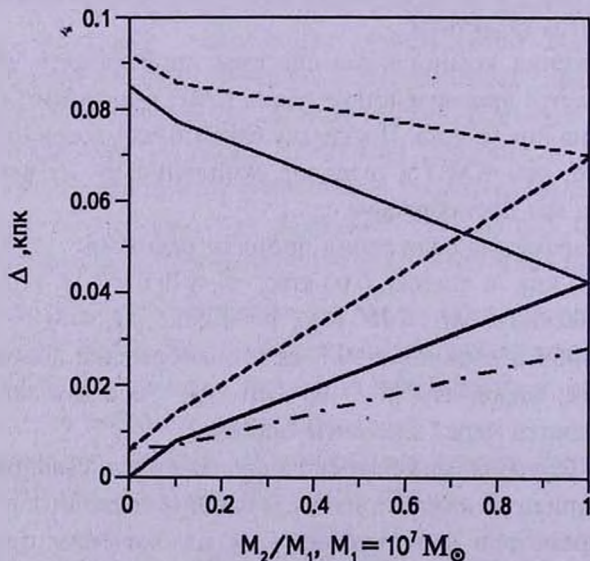


Рис.2. Зависимости амплитуды дрейфа двойной системы от отношения масс компонент. Толстая и тонкая штриховые линии принадлежат возмущенному движению компонент с массами, соответственно M_1 и M_2 , толстая и тонкая сплошные - их невозмущенному движению, штрих-пунктирная - возмущенному движению их центра масс.

ожидать, амплитуды колебаний компонент растут от тесных двойных к широким. Но при этом остаются почти постоянными их относительные

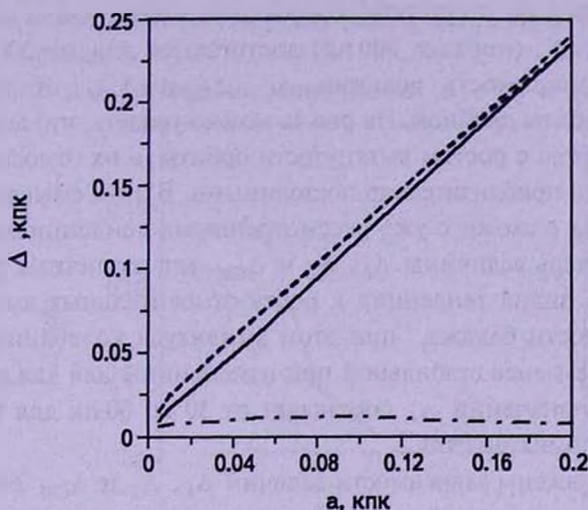


Рис.3. Зависимости Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от большой полуоси орбиты двойной. Штриховые линии соответствуют возмущенному движению компонентов двойной (они практически совпадают), сплошная линия соответствует их невозмущенному движению, штрих-пунктирная - возмущенному движению их центра масс.

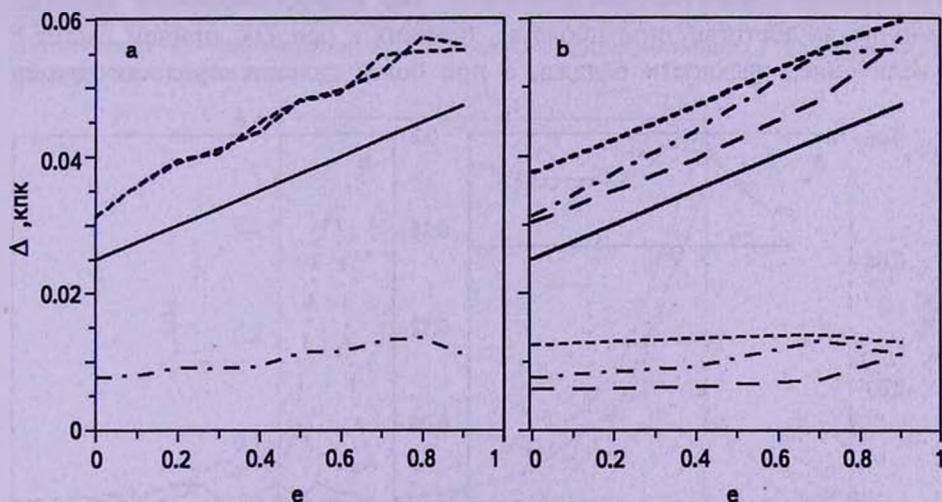


Рис.4а. Зависимости Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от эксцентриситета орбиты двойной. Штриховые линии соответствуют возмущенному движению компонентов двойной, сплошная линия соответствует их невозмущенному движению, штрих-пунктирная - возмущенному движению центра масс двойной.

Рис.4б. Зависимости Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от эксцентриситета при различных размерах балджа на примере одного из компонентов двойной. Жирная частая штриховая линия соответствует возмущенному движению компонента при $b = 2.0$ кпк, жирная штрих-пунктирная - при $b = 1.0$, жирная редкая штриховая - при $b = 0.3$. Сплошная линия соответствует невозмущенному движению. Тонкие линии в нижней части рисунка соответствуют возмущенному движению центра масс двойной при соответствующих b .

амплитуды $\Delta_{lr} = \Delta_1 - \Delta_{10}$. Центр масс двойной слабо смещается, и его смещение почти не зависит от начального размера орбиты. В связи с этим можно сделать вывод об отсутствии корреляции между a и Δ_1 . Максимальные значения Δ_1 (порядка 200 пк) достигаются для $a = 200$ пк.

Рассмотрим зависимость величин Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от значения эксцентриситета орбиты двойной. На рис.4а можно увидеть, что амплитуды дрейфа увеличиваются с ростом вытянутости орбиты, а их относительные амплитуды остаются приблизительно постоянными. В этом смысле зависимости от параметра e схожи с уже рассмотренными тенденциями для a .

Рассмотрим теперь величины Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} для различных размеров балджа. На рис.4б видна тенденция к росту относительных амплитуд с увеличением рыхлости балджа, при этом амплитуда колебаний центра масс остается более-менее стабильной при изменении e для каждого типа балджа. Диапазон значений Δ_1 составляет от 30 до 60 пк для орбит от круговой до сильно вытянутой.

На рис.5а изображены зависимости величин Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от размера балджа. Можно заметить, что, несмотря на общую тенденцию к увеличению амплитуд с ростом рыхлости балджа, значения Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} для всего диапазона размеров балджа меняются не более чем на 10 пк.

На рис.5б приведены зависимости амплитуды дрейфа компонент от прицельного параметра Y_0 на примере Δ_1 . Как видно, наибольших значений амплитуда достигает при пролетах, близких к оси OX , причем растет с увеличением рыхлости балджа, а при более далеких пролетах размер

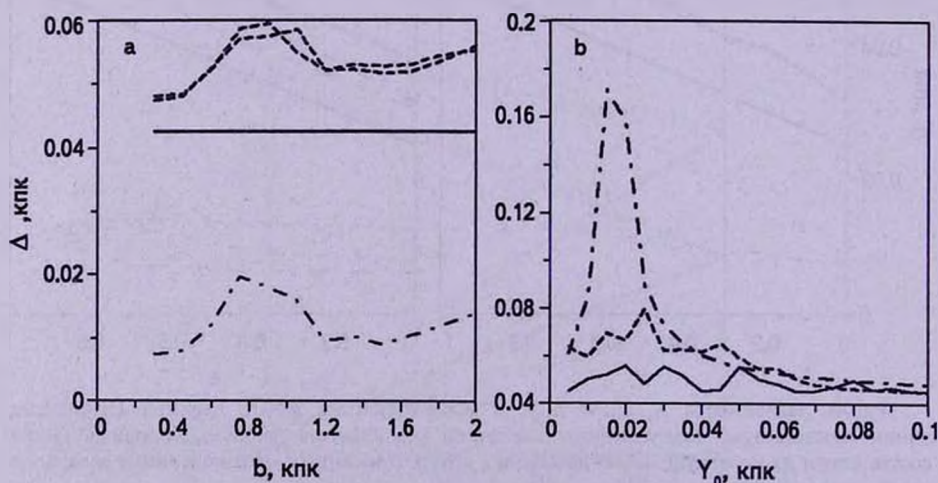


Рис.5а. Зависимость Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от размера балджа. Штриховые линии соответствуют возмущенному движению компонент двойной, сплошная линия соответствует их невозмущенному движению, штрих-пунктирная - возмущенному движению их центра масс.

Рис.5б. Зависимость Δ_1 от прицельного параметра Y_0 при различных значениях размера балджа. Сплошная линия соответствует $b = 0.3$ кпк, штриховая - 0.9 кпк, штрих-пунктирная - 2.0 кпк.

балджа практически не влияет на Δ_1 . Поэтому медианные значения для всего диапазона размеров балджа примерно одинаковы, чем и объясняется не совсем явная тенденция к росту величин Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} с увеличением размера балджа.

На рис.6 и 7 приведены зависимости Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от параметров

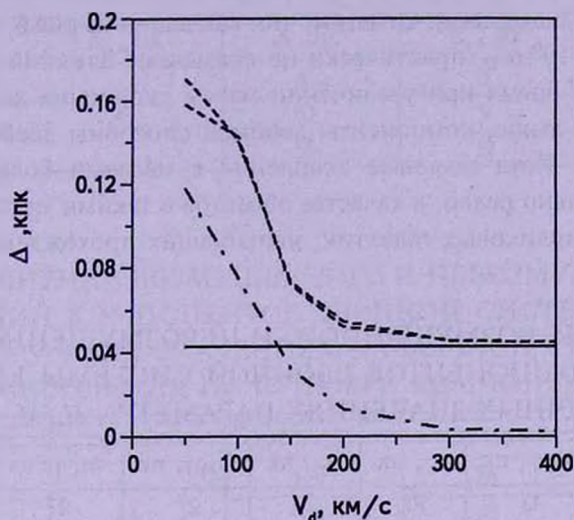


Рис.6. Зависимость Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от начальной скорости скопления. Штриховые линии соответствуют возмущенному движению компонентов двойной, сплошная линия соответствует их невозмущенному движению, штрих-пунктирная - возмущенному движению их центра масс.

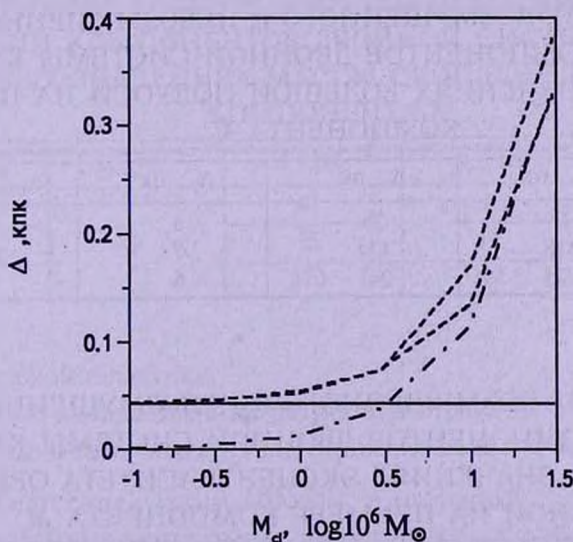


Рис.7. Зависимость Δ_1 , Δ_2 и Δ_{CM} от массы скопления. Штриховые линии соответствуют возмущенному движению компонентов двойной, сплошная линия соответствует их невозмущенному движению, штрих-пунктирная - возмущенному движению их центра масс.

скопления: его начальной скорости V_0 и массы M_s . Вполне очевидно, что наибольшие значения Δ_1 достигаются для самых медленных скоплений. Поскольку средняя скорость движения скопления возле центра галактики составляет порядка 70 км/с (к примеру, в нашей Галактике), то характерные значения Δ_1 составляют около 150 пк (при соответствии прочих параметров выбранным выше значениям). Отметим, что, как видно из рис.6, скопления с массами менее $10^6 M_\odot$ практически не оказывают влияния на орбиту двойной. В то же время при увеличении массы скопления до значения массы двойной и выше, компоненты двойной способны дрейфовать на 200 пк и дальше. Хотя шаровые скопления с массами более $10^7 M_\odot$ встречаются довольно редко, в качестве объектов с такими массами могут выступать ядра карликовых галактик, испытавших прохождение вблизи

Таблица 1

СРАВНЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО И НЕВОЗМУЩЕННОГО
ДВИЖЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ КМО ПРИ
РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПАРАМЕТРА M_2/M_1

M_2/M_1	$\Delta_{0(1)}, \text{ пк}$	$\Delta_{0(2)}, \text{ пк}$	$\Delta_1, \text{ пк}$	$\Delta_2, \text{ пк}$	$\Delta_r(1), \text{ пк}$	$\Delta_r(2), \text{ пк}$	$\Delta_{CMr}, \text{ пк}$
1	43	43	70	70	27	27	28
0.1	8	77	14	86	6	9	7
0.01	0.8	84	7	91	6.2	7	6

Таблица 2

СРАВНЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО И НЕВОЗМУЩЕННОГО
ДВИЖЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ КМО ПРИ
РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ БОЛЬШОЙ ПОЛУОСИ НА ПРИМЕРЕ
КОМПОНЕНТА M_1

A, пк	$\Delta_0, \text{ пк}$	$\Delta, \text{ пк}$	$\Delta_r, \text{ пк}$	$\Delta_{CMr}, \text{ пк}$
10	17	25	8	7
100	118	124	7	12
200	235	241	6	7

Таблица 3

СРАВНЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО И НЕВОЗМУЩЕННОГО
ДВИЖЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ КМО ПРИ
РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ОРБИТЫ
ДВОЙНОЙ НА ПРИМЕРЕ КОМПОНЕНТА M_1

e	$\Delta_0, \text{ пк}$	$\Delta, \text{ пк}$	$\Delta_r, \text{ пк}$	$\Delta_{CMr}, \text{ пк}$
0	25	30	5	7
0.4	35	39	4	6
0.9	48	57	9	11

Таблица 4

СРАВНЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО И НЕВОЗМУЩЕННОГО ДВИЖЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ КМО ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ РАЗМЕРА БАЛДЖА НА ПРИМЕРЕ КОМПОНЕНТА M_1

b , пк	Δ_0 , пк	Δ , пк	Δ_r , пк	Δ_{CMr} , пк
0.3	43	48	5	7
1.2		52	9	10
2.0		55	12	14

Таблица 5

СРАВНЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО И НЕВОЗМУЩЕННОГО ДВИЖЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ КМО ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ НАЧАЛЬНОЙ СКОРОСТИ СКОПЛЕНИЯ НА ПРИМЕРЕ КОМПОНЕНТА M_1

$V_{ср}$, км/с	Δ_0 , пк	Δ , пк	Δ_r , пк	Δ_{CMr} , пк
50	43	129	86	60
150		88	45	32
300		62	19	3

Таблица 6

СРАВНЕНИЕ ВОЗМУЩЕННОГО И НЕВОЗМУЩЕННОГО ДВИЖЕНИЙ КОМПОНЕНТОВ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ КМО ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ МАССЫ СКОПЛЕНИЯ НА ПРИМЕРЕ КОМПОНЕНТА M_1

$M_{ср}$, $M_{\odot}$	Δ_0 , пк	Δ , пк	Δ_r , пк	Δ_{CMr} , пк
10^5	43	44	1	0.9
10^6		55	12	13
10^7		170	127	115

ядра гигантской галактики.

Основные количественные результаты отражены в табл.1-6. Данные, приведенные в ней, подтверждают описанные выше тенденции.

4. *Заключение.* Таким образом, в настоящей работе исследованы движения двойных центральных компактных массивных объектов в поле балджей галактик под воздействием шаровых скоплений, проходящих вблизи центров галактик.

Выявлены зависимости амплитуды дрейфа компонентов двойной

системы от параметров их орбиты, размера балджа, начальной скорости и массы скопления.

Показано, что наибольшее влияние на возмущение орбиты двойной оказывает масса скопления и его начальная скорость. Для самых медленных скоплений амплитуда дрейфа компонент двойной может достигать 150 пк, а при массах скопления, сравнимых с массой двойной, эта величина может принимать значения до 300 пк.

Исследование показало также, что изменение эксцентриситета, большой полуоси орбиты и размеров балджа не приводит к значительному увеличению относительной амплитуды дрейфа компонентов, оставляя его равным примерно $5 + 15$ пк, а возмущение центра масс двойной системы остается стабильным внутри всего диапазона перечисленных параметров. Кроме того, установлено, что наибольшего значения амплитуда дрейфа центра масс двойной системы достигает при равных массах компонент.

Заметим, что используемая нами модель точечной массы для шарового скопления не вполне адекватно отражает реальную ситуацию, поскольку скопление должно разрушаться за счет приливного взаимодействия с балджем галактики и КМО. Однако, как было показано нами ранее (см. Кондратьев и Орлов [3]), величина приливного радиуса, как правило, существенно больше радиуса скопления, и скопление можно приближенно считать сферически-симметричным. Следовательно, эффект приливного разрушения играет несущественную роль.

Автор благодарит В.В.Орлова за обсуждение результатов и Президентскую программу поддержки Ведущих научных школ (грант НШ-3920.2010.2) за финансовую поддержку.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, e-mail: semenych@inbox.ru

THE DYNAMICS OF BINARY COMPACT MASSIVE OBJECTS AMPLITUDE IN GALACTIC NUCLEI IN INTERACTIONS WITH GLOBULAR CLUSTERS

A.S.KONDRATIEV

The migration of binary central massive objects in galactic nuclei through their encounters with galactic globular clusters is studied. The black holes move in the field of the galactic bulge with a fixed potential. At that empirical relation

between CMO and bulge masses is used: $M_b = 1000(M_1 + M_2)$, where M_b is mass of bulge, M_1 and M_2 are masses of components of binary. The dependences of the binary components drift amplitude on initial orbit parameters, bulge mass and size, globular cluster initial velocity and mass have been found. It was demonstrated that drift amplitude mostly depends on cluster parameters, drift value weakly depends on bulge size, eccentricity and size (semi-major axis) of binary orbit. Drift amplitude of center-of-mass on average decreases as the difference between component masses grows.

Key words: *galactic nuclei:central compact objects:binaries:dynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Ferrarese et al.*, *Astrophys. J.*, **644**, L21, 2006.
2. *А.М.Черепашук*, *Астрономия: традиции, настоящее, будущее*, СПб: СПбГУ, 2007, с.198.
3. *А.С.Кондратьев, В.В.Орлов*, *Письма в Астрон. ж.*, **34**, 593, 2008.
4. *M.C.Begelman, R.D.Blandford, M.J.Rees*, *Reviews of Modern Physics*, **56**, 255, 1984.
5. *А.Е.Вольвач*, *Кинематика и Физика небесных тел*, **25**, № 5, с.260-268, 2008.
6. *D.Merritt, P.Berczik, F.Laun*, *Astrophys. J.*, **133**, 553, 2007.
7. *А.С.Кондратьев*, *Астрофизика*, **53**, 95, 2010.
8. *M.Milosavljevic, D.Merritt*, *Astrophys. J.*, **596**, 860, 2003.
9. *F.Shankar*, arXiv:0907.5213v1, 2009.
10. *H.C.Plummer*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **71**, 460, 1911.

О МЕХАНИЗМЕ ЦИКЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗДЫ Ae ХЕРБИГА BF Ori

В.П.ГРИНИН^{1,2}, А.Н.РОСТОПЧИНА³, О.Ю.БАРСУНОВА¹,
Т.В.ДЕМИДОВА¹

Поступила 3 мая 2010

Исследуется фотометрическая активность звезды BF Ori, принадлежащей семейству звезд типа UX Ori. Новые данные, полученные с помощью телескопа-робота ASAS, подтверждают наличие в поведении блеска этой звезды циклической составляющей продолжительностью около 11-12 лет. По своей форме фотометрический цикл напоминает теоретические кривые блеска молодой двойной системы с маломассивным вторичным компонентом, аккрецирующей вещество из окружающего ее общего диска. Обсуждаются также альтернативные механизмы циклической переменности звезд типа UX Ori.

Ключевые слова: *звезды:переменные - объект:BF Ori*

1. **Введение.** Звезды типа UX Ori, к семейству которых относится звезда Ae Хербига BF Ori, известны в литературе по переменным звездам как неправильные переменные с алголе-подобными ослаблениями блеска [1]. В настоящее время считается доказанным, что основной причиной их переменности является небольшой наклон околозвездных газопылевых дисков относительно луча зрения в сочетании с их неоднородной структурой [2]. В результате движения вещества в диске колонковая плотность пыли на луче зрения непрерывно меняется, вызывая изменения околозвездной экстинкции и блеска звезды.

Анализ многолетних рядов фотометрических наблюдений звезд типа UX Ori показывает, что в поведении блеска многих звезд этого семейства наблюдаются две составляющие: быстрая и медленная. Характерные времена быстрой составляющей (имеющей непредсказуемый характер) - это дни и недели, тогда как характерные времена переменности медленной составляющей - месяцы и годы. В ряде случаев медленная компонента переменности имеет четко выраженный циклический характер [3-10]. Вопрос о том, являются ли циклы активности периодически повторяющимися событиями, или это квази-периодический процесс, имеет важное значение для понимания их происхождения. Поскольку продолжительность циклов у некоторых звезд типа UX Ori составляет десять и более лет (см. например, [4,5]), то для решения вопроса об их периодичности нужны длительные ряды

наблюдений. В данной статье обсуждаются свойства циклической активности одной из звезд из этого семейства - BF Ori. Наряду с опубликованными рядами фотоэлектрических наблюдений, при анализе используются также данные ПЗС фотометрии, полученные с помощью телескопа ASAS [11,12].

2. Фотометрический цикл BF Ori. Первое сообщение о существовании у этой звезды фотометрического цикла с периодом 6.3 года было сделано в статье Шевченко и др. [3]. В дальнейшем Шевченко и Ежкова [8] подтвердили этот период на более длительном ряде наблюдений. Близкое значение периода (около 5.5 лет) было получено также в [4]. Авторами этой статьи, однако, было высказано предположение, что фотометрический цикл у BF Ori, возможно, имеет более сложную, двухкомпонентную структуру, а его продолжительность примерно вдвое больше. Сейчас, благодаря появлению новой порции фотометрических наблюдений, сделанных в течение последних 9 лет с помощью телескопа-робота ASAS [12], появилась возможность проверить, какой из этих двух вариантов лучше соответствует действительности.

На рис.1 показана кривая блеска BF Ori в полосе *V*, построенная по результатам наших собственных наблюдений из статей [4] и [13], дополненным наблюдениями других авторов (ссылки на них см. в [4]) и данными ASAS [12]. Данные для двух наблюдательных сезонов дополнены также наблюдениями из статьи Артеменко и др. [10]. Из рис.1 видно, что крупномасштабная фотометрическая активность BF Ori имеет сложный характер: периоды высокой активности, во время которых глубокие ослабления блеска наблюдаются с большой частотой, сменяются менее активными состояниями.

Из рассмотрения первой половины кривой блеска, становится понятно, почему в статьях [3,8] продолжительность цикла у этой звезды была оценена в 6.3 года: примерно с таким интервалом времени следуют друг

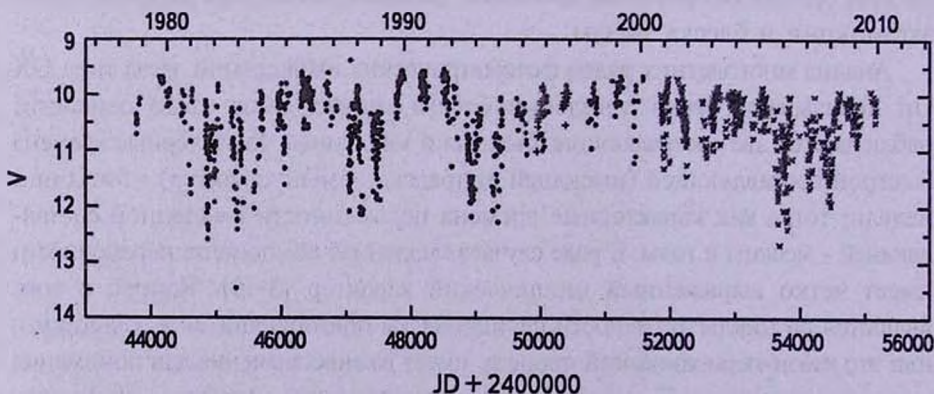


Рис.1. Кривая блеска BF Ori в полосе *V* из работ [4,13], (x) - результаты ASAS [12], (+) - данные для двух наблюдательных сезонов из статьи Артеменко и др. [10].

за другом три последовательные группы глубоких минимумов. Однако из второй половины кривой блеска видно, что длина цикла на самом деле примерно вдвое больше: вблизи $JD = 52000 + \dots$, где при периоде 6.3 года должна была бы наблюдаться очередная группа глубоких минимумов, таких минимумов на самом деле не наблюдалось. В этом месте на кривой блеска есть лишь слабый намек на них.

Таким образом, добавление новых данных, полученных с помощью телескопа ASAS, показывает, что фотометрический цикл BF Ori, действительно, имеет двухкомпонентную структуру и примерно вдвое большую продолжительность (около 11-12 лет). Более точно оценить длину цикла пока не представляется возможным. Мы не можем пока утверждать также, что наблюдаем строго периодический процесс, поскольку суммарная длина плотных фотометрических рядов наблюдений BF Ori, представленных на рис.1, составляет около 30 лет. Тем не менее, представляет интерес тот факт, что двухкомпонентный фотометрический цикл, похожий на наблюдаемый у BF Ori, может быть получен в рамках простой модели молодой двойной системы, орбита которой наклонена под небольшим углом к лучу зрения (см. ниже).

3. Модель циклических вариаций блеска BF Ori на основе гипотезы о двойственности. Как известно, аккреция вещества на молодую звезду, окруженную околозвездным диском, происходит под действием силы тяготения звезды и вязкости аккрецирующего вещества таким образом, что аккреционный диск подходит (потеряв некоторое количество вещества и углового момента) непосредственно к звезде и разрушается в ее окрестности при взаимодействии с магнитосферой звезды. Однако, если в центральной части диска находится двойная система, то в этом случае, как показали газодинамические расчеты Артимовича и Любова [14], картина сильно меняется. Под действием гравитационных возмущений, вызванных орбитальным движением компаньонов, аккреционный диск разрушается на подходе к орбите двойной системы, на расстоянии порядка $2a$, где a - большая полуось орбиты. В результате в центральной части диска образуется полость свободная от вещества (а точнее, слабо заполненная веществом). В эту полость из общего диска проникают две, в общем случае неравные по мощности струи вещества, питающие аккреционные диски компонентов системы. Эти струи являются продолжением спиральных волн плотности, движущихся по диску с фазовой скоростью, соответствующей угловой скорости движения компаньона по орбите. Если плоскость орбиты наклонена под небольшим углом к лучу зрения, то перемещение вещества в системе может вызвать периодические изменения околозвездной экстинкции и, как следствие этого, - периодические изменения потока излучения от главного компонента. Эта идея

была предложена в [4] качестве рабочей гипотезы для объяснения циклов активности звезд типа UX Ori. Ее количественное обоснование выполнено в серии работ [15-18], в которых рассчитаны газодинамические модели таких систем и на их основе рассчитаны соответствующие кривые блеска.

В качестве иллюстрации на рис.2 приведено распределение вещества в одной из моделей, рассчитанной методом SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) в [17]. Расчеты показали, что в зависимости от параметров двойной системы и ее ориентации относительно наблюдателя могут

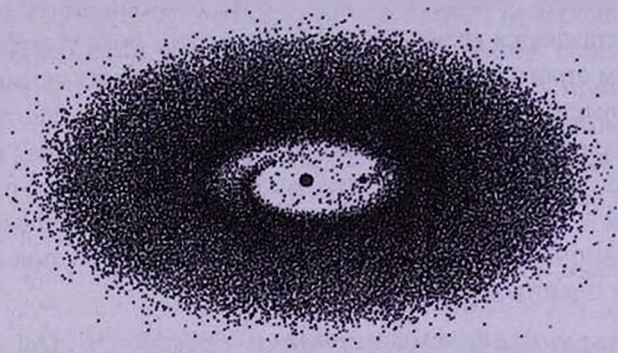


Рис.2. Трехмерная модель распределения вещества во внутренней области общего диска, окружающего молодую двойную систему по данным [17]. Параметры системы: отношение масс компонентов $q=0.1$, эксцентриситет $e=0.5$, диск "теплый", наклонен к лучу зрения на угол 30° .

наблюдаться разнообразные типы кривых блеска [15-18]. Среди них есть довольно сложные, двухкомпонентные кривые блеска, напоминающие цикл активности BF Ori. Одна из таких модельных кривых блеска приведена на рис.3. Параметры этой модели таковы: эксцентриситет орбиты $e=0.5$, отношение масс компонентов $q=0.01$, диск "теплый" (скорость звука равна 0.05 кеплеровской скорости на орбите радиусом a [15]) и наклонен к лучу зрения на 7° градусов; угол между линией апсид и направлением на наблюдателя равен 225° . На этом же рисунке показан цикл активности BF Ori, полученный путем свертки кривой блеска звезды, представленной на рис.1, с периодом $P=12$ лет, и последующим сглаживанием путем усреднения по интервалам фазы, равным $0.1 P$. Видно, что модельная кривая блеска хорошо воспроизводит наблюдаемый цикл на качественном уровне.

Следует отметить, что представленная на рис.3 модель не является единственно возможной. Расчеты показали, что похожие двухкомпонентные кривые блеска получаются также в моделях двойной системы с мало-массивным вторичным компонентом, в которых орбита компаньона

наклонена на некоторый угол относительно плоскости общего диска [18]. Мы можем заключить отсюда, что сложный по форме фотометрический цикл BF Ori, может быть получен в рамках гипотезы о двойственности звезд типа UX Ori (в широком смысле этого понятия, включающем системы типа звезда и коричневый карлик), причем не единственным образом.

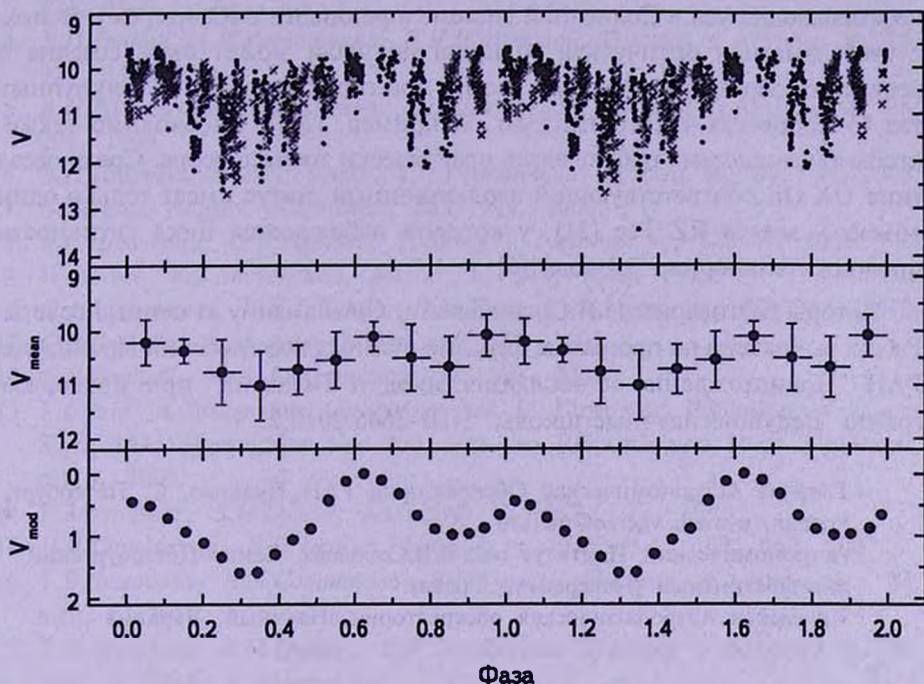


Рис.3. Вверху - свертка кривой блеска BF Ori с периодом 12 лет; в центре - она же после усреднения по интервалам фазы длиной 0.1; внизу - модельная кривая блеска двойной системы с маломассивным вторичным компонентом по данным [17] (параметры модели - в тексте).

В контексте гипотезы о двойственности звезд типа UX Ori следует отметить еще две возможности организации циклических вариаций их блеска. В одной из них изменения околосредной экстинкции создаются пылевой компонентой дискового ветра компаньона при его движении по орбите [19]. В другой - периодические изменения экстинкции происходят в самом аккреционном диске главного компонента, вблизи зоны сублимации пыли и обусловлены периодическими изменениями темпа аккреции на звезду [20]. Расчеты показывают, что пульсирующий характер аккреции возможен в двойных системах с эксцентрическими орбитами [14], а также в системах с круговыми орбитами, наклоненными относительно общего диска [18]. Остается, однако, неясным, можно ли в таких моделях получить

двухкомпонентный цикл, подобный наблюдаемому у BF Ori.

Еще одна возможность организации циклических изменений блеска молодых звезд может появиться на завершающем этапе эволюции околосветных дисков в результате образования протяженных структур, состоящих из крупных частиц и планетозималей и перемещающихся в резонансе с планетой-гигантом (подобно семейству астероидов Троянцы, перемещающемуся в Солнечной системе в резонансе с Юпитером). В этом случае заметная оптическая толщина по пыли может быть создана в результате образования мелких частиц при столкновениях более крупных тел (о процессах такого типа см., например, [20]). Необходимо также, чтобы такая система наблюдалась практически точно с ребра. Среди звезд типа UX Ori соответствующий эволюционный статус имеет только один объект - звезда RZ Psc [21], у которой наблюдается цикл активности продолжительностью 7.4 года [6].

Авторы благодарны Н.Я.Сотниковой и С.А.Ламзину за ценные советы. Работа выполнена по программе фундаментальных исследований Президиума РАН "Происхождение и эволюция звезд и Галактик" при поддержке гранта "Ведущие научные школы" НШ-3645.2010,2.

¹ Главная Астрономическая Обсерватория РАН Пулково, С. Петербург, Россия, e-mail: vgsrao@mail.ru

² Астрономический Институт им. В.В.Соболева, Санкт Петербургский государственный университет, Россия

³ Крымская Астрофизическая обсерватория, Научный, Украина

ON THE ORIGIN OF THE CYCLIC ACTIVITY OF THE HERBIG Ae STAR BF Ori

V.P.GRININ^{1,2}, A.N.ROSTOPCHINA¹, O.Yu.BARSUNOVA¹,
T.V.DEMIDOVA¹

The photometric activity of the UX Ori type star BF Ori is considered. The new data which have been obtained with the robotic telescope ASAS confirm an existence of the cyclic component in the light curve of this stars. Its duration is about 11-12 years. The shape of the photometric cycle is similar to the shape of the theoretical light curves calculated for the young binary system with the low-mass secondary component accreting a matter from the circumbinary disk. The alternative mechanisms of the cyclic variability of the star are also discussed.

Key words: *stars:variable - individual:BF Ori*

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Н. Холопов, Н.Н. Самусь, В.П. Горанский, Общий каталог переменных звезд. М., Наука, 1985.
2. V.P. Grinin, *Astron. Trans.*, 3, 17, 1992.
3. V.S. Shevchenko, K. Grankin, M. Ibragimov et al., *Astrophys. Space Sci.*, 202, 121, 1993.
4. В.П. Гринин, А.Н. Ростопчина, Д.Н. Шаховской, Письма в Астрон. ж., 24, 925, 1998.
5. А.Н. Ростопчина, В.П. Гринин, Д.Н. Шаховской, Письма в Астрон. ж., 25, 291, 1999.
6. Д.Н. Шаховской, В.П. Гринин, А.Н. Ростопчина, *Астрон. ж.*, 80, 631, 2003.
7. C. Bertout, *Astron. Astrophys.*, 363, 984, 2000.
8. В.С. Шевченко, О.В. Ежкова, Письма в Астрон. ж., 27, 47, 2001.
9. W. Herbst, V.S. Shevchenko, *Astron. J.*, 118, 1043, 1999.
10. С.А. Артеменко, К.Н. Гранкин, П.П. Петров, *Астрон. ж.*, 87, 186, 2010.
11. G. Pojmanski, *Acta Astronomica*, 47, 467, 1997.
12. G. Pojmanski, *Acta Astronomica*, 52, 397, 2002.
13. V. Grinin, A. Rostopchina, D. Shakhovskoi, in *Birth and Evolution of Binary Stars*, IAU Symposium No. 200, Eds. Bo Reipurth and Hans Zinnecker, p.115, 2000.
14. P. Artymowicz, S.H. Lubow, *Astrophys. J.*, 467, L77, 1996.
15. Н.Я. Сотникова, В.П. Гринин, Письма в Астрон. ж., 33, 667, 2007.
16. Т.В. Демидова, Н.Я. Сотникова, В.П. Гринин, Письма в Астрон. ж., 34, вып. 6, 2010, в печати.
17. Т.В. Демидова, В.П. Гринин, Н.Я. Сотникова, Письма в Астрон. ж., 34, вып. 7, 2010, в печати.
18. В.П. Гринин, Т.В. Демидова, Н.Я. Сотникова, Письма в Астрон. ж., 2010, в печати.
19. В.П. Гринин, Л.В. Тамбовцева, Письма в Астрон. ж., 28, 667, 2002.
20. В.П. Гринин, А.А. Архаров, О.Ю. Барсунова, С.Г. Сергеев, Л.В. Тамбовцева, Письма в Астрон. ж., 35, 114, 2009.
21. M.C. Wyatt, *Astrophys. J.*, 639, 1153, 2006.
22. В.П. Гринин, И.С. Потрапнов, Ф.А. Мусаев, готовится к печати.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ
НАБЛЮДЕНИЯ ТТ АRI. IIIН.Д.МЕЛИКЯН¹, В.С.ТАМАЗЯН², Х.А.ДОКОБО³, А.А.КАРАПЕТАН¹,
Г.Р.КОСТАНДЯН¹, А.А.ХЕНДЕН³

Поступила 28 апреля 2010

Принята к печати 25 мая 2010

Новоподобная катаклизмическая переменная (CV) ТТ Ari в ноябре 2009г. зарегистрирована в ее втором глубоком минимуме. Изучение фазы эволюции очень важно в исследованиях природы CVs подгруппы VY Scl. В этой фазе сильно изменилось распределение энергии в спектре звезды. Эмиссионные линии элементов высокого возбуждения, такие как HeII $\lambda 4686$ и NIII/CIII, а также широкие абсорбции бальмеровской серии водорода, образовавшиеся в фотосфере белого карлика или в нижних слоях аккреционного диска, исчезли. Среднее значение отношения интенсивностей эмиссионных линий бальмеровской серии водорода в нормальном состоянии и в фазе глубокого минимума можно объяснить в рамках простой фотоионизационно-рекомбинационной модели. В то же время отношения интенсивностей триплет-синглет уровней нейтрального гелия HeI $\lambda 5876$ / HeI $\lambda 6678$ в нормальном состоянии звезды и в глубоком минимуме сильно отличаются. В глубоком минимуме в спектре звезды обнаружены очень слабый след полосы G на длине волны $\lambda 4300 \text{ \AA}$ и вспышкообразные события с амплитудами до $\Delta m \approx 2^m.0$ и более. Вышеперечисленное и некоторые наблюдательные характеристики позволяют заключить, что в глубоком минимуме зарегистрировано, в основном, излучение вторичного компаньона двойной системы, который с большой вероятностью является звездой типа T Tau спектрального класса раннего K.

Ключевые слова: *звезды: спектры - объект: ТТ Ari*

1. *Введение.* Катаклизмические переменные звезды (CVs) представляют собой широкий класс переменных, тесно связанных с эруптивными явлениями и мощными выбросами вещества. На основе статистических исследований показано, что горячие главные компоненты CVs должны быть или белыми карликами (WD), или же горячими субкарликами [1-3]. Амплитуды вспышек этих звезд могут достигать 5^m в V-лучах [4]. В оптическом диапазоне спектра эти объекты показывают сильные эмиссионные линии водорода, линии HeI, HeII и линии других элементов высокого возбуждения.

Компаньоны CVs являются карликами спектрального класса K или M, принадлежащими к Главной последовательности. В зависимости от силы магнитного поля белого карлика, катаклизмические переменные делятся на две широкие группы: дисковые (DCVs) и магнитные (MCVs) [5,6]. Размеры внутреннего диаметра аккреционного диска у MCVs определяются силой магнитного поля.

Звезда ТТ Ari (BD+14341) принадлежит к группе катаклизмических

переменных типа VY Scl. Она классифицирована также как новоподобная (NL) переменная [7], и является DCVs. TT Aгi является тесной двойной системой, вторичный компаньон которой принадлежит к спектральному классу M3.5 Главной последовательности [8,9]. Звезда TT Aгi, как DCVs [10], обладает хорошо развитым аккреционным диском; показывает изменения блеска в пределах $10^m.2 - 14^m.5$ в V -лучах [4], но иногда погружается в состояние глубокого минимума (deep low state) $V=16^m.5$, где может находиться очень долго [8,11]. По крайней мере первый глубокий минимум, зарегистрированный у звезды в 1982г., продолжался 3-3.5 года.

В спектрах звезды хорошо видны некоторые эмиссионные линии элементов высокого возбуждения, характерные для очень горячих звезд. Предполагается, что широкое поглощение образуется во внутренних слоях аккреционного диска и в фотосфере белого карлика, а в дальнейшем получает дополнительное расширение в результате эффекта давления [12,13] и в некоторой степени благодаря быстрому вращению звезды.

Наши первые наблюдения TT Aгi [13] позволили зарегистрировать некоторые интересные детали, отличные от ранее полученных результатов [8,12]. В частности, было зарегистрировано отсутствие эмиссионной линии $H\gamma$, и анти P Cygni профиля линии $H\alpha$. Зарегистрированы быстрые изменения P Cygni профиля в период наблюдений и зафиксирована определенная корреляция между величинами $EW(H\alpha)$ и $EW(H\beta)$ [13,14]. Дальнейшие наблюдения подтвердили наличие этой корреляции, и показали, что подобная корреляция существует между всеми эмиссионными линиями, за исключением эмиссии NIII/CIII [14]. Впервые у звезды TT Aгi была зарегистрирована эмиссия в линиях CIV $\lambda 5801\text{\AA}$ и $\lambda 5812\text{\AA}$. Предполагается, что наблюдаемые изменения симметричности широких абсорбций могут быть следствием изменения P Cyg профиля линии.

В ноябре 2009г. наблюдения звезды проводились при падении яркости на несколько звездных величин, во время второго "глубокого минимума" или на пути к нему. В настоящей работе приводятся результаты спектральных и фотометрических наблюдений, выполненных в 2008 и 2009гг., а также использованы некоторые фотометрические данные из архива AAVSO[15].

2. Наблюдения. Спектральные наблюдения звезды TT Aгi выполнены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории. Получены 36 спектров с помощью приемной аппаратуры YuuFOSC, установленной в первичном фокусе телескопа. При наблюдениях была использована CCD-камера со светопринимающим элементом фирмы "Thomson" размером $2060 \times 2028 \text{ pix}$. Наблюдения проводились в октябре и декабре 2008г., и в ноябре 2009г. В качестве стандартных звезд, как и во время наших предыдущих наблюдений, были использованы звезды G191 B2B и GSC 1207-1562. Тридцать два

спектра звезды при ее яркости $10^{\text{m}}.5 - 11^{\text{m}}.0$ получены с 5-минутными экспозициями, а 4 спектра, полученные во время глубокого минимума, с 30-минутными экспозициями. При фотометрии в качестве звезд сравнения были использованы звезды "с" ($V=10^{\text{m}}.99$; $B-V=0^{\text{m}}.69$) и "d" ($V=11^{\text{m}}.02$; $B-V=1^{\text{m}}.15$) [16]. Две разные гризмы (1800 штр./мм и 600 штр./мм) были использованы при наблюдениях, соответственно, с дисперсиями $0.6 \text{ \AA/пикс.}$ ($\lambda\lambda 5650 - 6750 \text{ \AA}$) и $1.7 \text{ \AA/пикс.}$ ($\lambda\lambda 4200 - 7200 \text{ \AA}$). 22 спектра получены с дисперсией $0.6 \text{ \AA/пикс.}$ и 14 спектров - с дисперсией $1.7 \text{ \AA/пикс.}$ При обработке спектров и при фотометрии был применен программный пакет MIDAS со стандартной процедурой редукции астрономических данных. Программный пакет Origin 6.0 был использован при измерениях эквивалентных ширин (EW) эмиссионных линий. Ошибки измерений EW составили $0.1 - 0.3 \text{ \AA}$, а фотометрические ошибки находятся в пределах $0^{\text{m}}.03 - 0^{\text{m}}.07$. Качество изображения во время наблюдений не превышает

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

	Дата набл.	Спектр No	JD 2454000+	Время интег. (с)		Дата набл.	Спектр No	JD 2454000+	Время интег. (с)
1	20.10.2008	BC210012	761.0027	300	20		BC212026	771.9703	300
2		BC210013	761.0089	300	21		BC212027	771.9761	300
3		BC210014	761.0182	300	22		BC212028	771.9834	300
4		BC210015	761.0242	300	23	01.12.2008	BC226009	802.9176	300
5	31.10.2008	BC212011	771.8602	300	24		BC226010	802.9232	300
6		BC212012	771.8669	300	25		BC226011	802.9279	300
7		BC212013	771.8734	300	26		BC226012	802.9325	300
8		BC212014	771.8796	300	27		BC226013	802.9372	300
9		BC212015	771.8858	300	28		BC226014	802.9418	300
10		BC212016	771.8917	300	29		BC226015	802.9465	300
11		BC212017	771.8976	300	30		BC226016	802.9511	300
12		BC212018	771.9039	300	31		BC226017	802.9558	300
13		BC212019	771.9098	300	32		BC226018	802.9604	300
14		BC212020	771.9156	300	33		BC226019	802.9650	300
15		BC212021	771.9214	300	34	12.11.2009	BC288015	1148.8453	1800
16		BC212022	771.9274	300	35		BC288016	1148.8682	1800
17		BC212023	771.9335	300	36	13.11.2009	BC289006	1149.9178	1800
18		BC212024	771.9395	300	37		BC289007	1149.9402	1800
19		BC212025	771.9457	300					

2 угл. с. Данные о полученных спектрах приводятся в табл.1. В соответствующих столбцах этой таблицы приводятся порядковый номер и дата наблюдений (UT), номер спектра по журналу наблюдений, начало каждой экспозиции (JD) и время интегрирования в секундах.

3. *Результаты наблюдений.* Наши спектральные наблюдения,

выполненные в ноябре 2009г., свидетельствуют, что звезда вошла в фазу своего второго глубокого минимума [17]. Первые признаки о падении блеска ТТ Агі появились в конце сентября 2009г. и подтвердились уже 3 октября [18]. Используя фотометрические данные архива AAVSO [15], мы показали, что падение блеска звезды началось не раньше 25 сентября 2009г. Наблюдения ТТ Агі 16 октября 2009г. (UT — 01^h31^m-09^s02^m) показывают падение блеска в визуальных лучах на величину $\sim 3^m.7$ и наличие сильных рентгеновских потоков [19]. Фотометрические наблюдения в начале июля 2009г. показывают, что блеск звезды $R \sim 11^m.21$ [20] соответствует нормальному блеску звезды в фазе "negative superhump" [21].

3.1. Фотометрические наблюдения. Фотометрические измерения в V-лучах, выполненные в 2008г., показывают, что ТТ Агі имеет средний блеск $m_v = 10^m.5 \pm 0^m.3$. Во время наблюдений 12 и 13 ноября 2009г. зарегистрировано сильное падение блеска соответственно на $m_v = 14^m.9$ (12 ноября) и $m_v = 15^m.1$ (13 ноября). Используя данные из [18,19], наши наблюдения и данные архива AAVSO [15], можно грубо построить кривую блеска звезды в интервале JD 2455100 - JD 2455149 (см. рис.1). Как видно из рисунка, градиент быстрого падения блеска порядка $\sim 0^m.08/\text{день}$, и даже

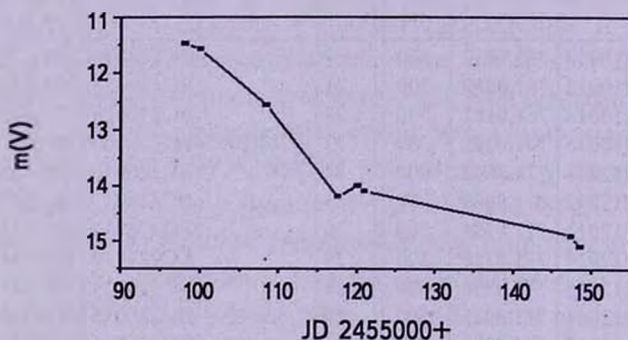


Рис.1. Кривая падения блеска звезды ТТ Агі по нашим наблюдениям и уже опубликованным данным.

больше, если учесть, что наши спектральные наблюдения охватывают отдельные сильные повышения блеска, зарегистрированные во время глубокого минимума.

Кривая блеска звезды ТТ Агі AAVSO [15] показывает, что существует медленное падение яркости в течение 3 месяцев, начиная с конца июня, за две недели до наблюдений Андропова и др. [20]. За это время зарегистрировано монотонное падение блеска от 11^m до $11^m.5$, с колебаниями блеска $0^m.2 - 0^m.5$. Неизвестно, предшествует ли такое медленное падение блеска звезды первому глубокому минимуму или нет. Вероятно оно связано с быстрым падением блеска к глубокому минимуму. В настоящее время звезда ТТ Агі, находясь в глубоком минимуме, показывает быстрые изменения блеска от $V = 16^m.5$ до $V = 14^m.5$ с продолжительностью от нескольких минут

до часов [22]. Такие вспышкообразные изменения, типичные для вспыхивающих звезд типа UV Cet, зарегистрированы также у звезды AM Her в ее глубоком минимуме во время фотометрического мониторинга звезды [23,24]. На рис.2а,б показаны вспышкообразные повышения блеска звезды ТТ Агі на уровне настоящего глубокого минимума ($V=16^m.5$). Кривые на рисунке построены на основе фотометрических данных AAVSO [15], где показаны участки времени получения наших спектров 12 и 13 ноября 2009г. Как видно, 3 спектра по времени совпадают с такими вспышкообразными

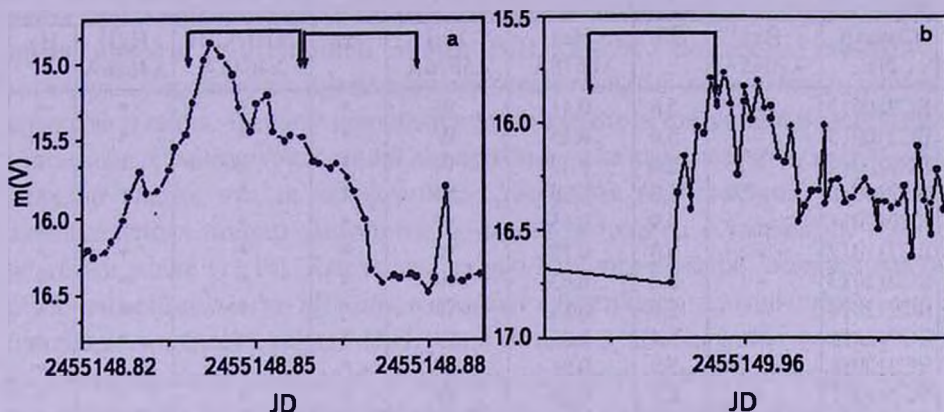


Рис.2а, б. Вспышкообразные повышения блеска звезды ТТ Агі согласно фотометрическим данным AAVSO [15]. На рисунке показаны отрезки получения 3 спектров 12 и 13 ноября 2009г.

повышениями. Во время получения 4-го спектра фотометрические измерения отсутствуют. На рис.2а,б на оси ординат отложена звездная величина V , а на оси абсцисс - JD. Вспышкообразные повышения на рис.2а,б имеют довольно сложную структуру. Зарегистрированные амплитуды этих повышений в V -лучах равны $\Delta m \approx 1^m.6$ (рис.2а) с продолжительностью 80 мин и $\Delta m \approx 0^m.6$ (рис.2б) с продолжительностью 29 мин. Как видно из рис.2а, полученные 2 спектра охватывают большую часть повышения, а во втором случае (рис.2б) спектр охватывает только начальную часть повышения. К сожалению эти повышения блеска зарегистрированы только в V -лучах, а низкое временное разрешение спектральных наблюдений не позволяет подробно исследовать характер этих кратковременных изменений яркости.

3.2. Спектральные наблюдения. Настоящие спектральные наблюдения звезды ТТ Агі в основном получены при яркости звезды $10^m.5 - 11^m$ (октябрь-декабрь, 2008г.), и лишь последние 4 спектра (см. табл.1) получены во время глубокого минимума (deep low state) 12 и 13 ноября 2009г. Спектры, полученные вне глубокого минимума, в среднем идентичны с ранее полученными [13,14]. Как и во время ранних наблюдений зарегистрированы слабые колебания блеска и изменения эквивалентных

ширин спектральных линий.

Во всех спектральных исследованиях звезды TT Aг1 было уделено особое внимание эмиссионным линиям бальмеровской серии водорода, дважды ионизованного азота NIII и углерода CIII и многочисленным линиям ионизованного и нейтрального гелия. Эмиссионные линии водорода и

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Спектр No	HeI λ7065A	Ha	HeI λ6678A	HeI λ5876A	Hβ	NIII/CIII λ4645A	HeII λ4686A	Hγ
BC210012	-	5.6	0.41	W	*	*	*	*
BC210013	-	5.4	0.45	W	*	*	*	*
BC210014	-	5.4	0.47	W	*	*	*	*
BC210015	-	5.0	0.35	W	*	*	*	*
BC212011	-	4.9	0.65	W	*	*	*	*
BC212012	-	5.0	0.79	W	*	*	*	*
BC212013	-	5.2	0.63	W	*	*	*	*
BC212014	-	5.6	0.86	W	*	*	*	*
BC212015	-	5.4	0.66	W	*	*	*	*
BC212016	-	5.9	0.81	W	*	*	*	*
BC212017	-	6.3	0.86	W	*	*	*	*
BC212018	-	5.6	0.56	W	*	*	*	*
BC212019	-	5.5	0.44	W	*	*	*	*
BC212020	-	5.0	0.62	W	*	*	*	*
BC212021	-	4.5	0.57	W	*	*	*	*
BC212022	-	5.8	0.72	W	*	*	*	*
BC212023	-	5.2	0.79	W	*	*	*	*
BC212024	-	5.9	0.49	W	*	*	*	*
BC212025	-	5.2	0.28	W	*	*	*	*
BC212026	-	5.6	0.52	W	*	*	*	*
BC212027	-	5.4	0.39	W	*	*	*	*
BC212028	-	5.7	0.63	W	*	*	*	*
BC226010	-	4.9	0.63	0.2	1.0	1.42	0.1	0.6
BC226011	-	4.8	0.63	0.4	0.9	1.39	0.1	0.6
BC226012	-	5.4	0.94	0.2	1.1	0.95	0.4	0.6
BC226013	-	7.4	0.56	0.3	1.6	0.66	0.4	1.0
BC226014	-	7.4	1.09	0.6	2.2	0.38	0.6	1.8
BC226015	-	7.2	0.83	0.3	1.9	0.59	0.4	1.2
BC226016	-	6.9	1.15	0.4	1.8	0.68	0.3	1.0
BC226017	-	6.7	1.17	0.3	1.8	0.99	0.3	0.7
BC226018	-	6.6	0.76	0.3	2.1	0.59	0.5	1.4
BC226019	-	6.7	0.92	0.3	2.2	0.83	0.3	1.4
BC288015	9.8	118.8	11.53	17.2	39.2	-	-	15.2
BC288016	10.2	117.4	9.71	16.4	36.9	-	-	14.4
BC289006	8.9	104.4	7.1	13.8	34.7	-	-	11.2
BC289007	9.5	106.3	8.24	13.6	29.3	-	-	11.5

Примечание. Буква "W" означает, что линия очень слабая; знак "*" - линия находится вне пределов полученного спектра и "-" - отсутствие линии

нейтрального гелия, часто встречающиеся на фоне широкого и глубокого поглощения, характерны также для многих катаклизмических переменных, карликовых новых и новоподобных звезд. Все эти линии зарегистрированы также на наших спектрах. Следует отметить, что и в нормальном состоянии звезды, и во время глубокого минимума эмиссионные линии нейтрального гелия $\text{HeI } \lambda 4922\text{\AA}$ и $\text{HeI } \lambda 5016\text{\AA}$, по-видимому, блендируются с линиями ионизованного железа $\text{FeII } \lambda 4924\text{\AA}$ и $\text{FeII } \lambda 5018\text{\AA}$. Но, если в нормальном состоянии звезды эти линии слабы, то во время глубокого минимума они, как и другие эмиссионные линии, достаточно сильны. Усиливается также интенсивность эмиссионной линии $\text{FeII } \lambda 5169\text{\AA}$. Во время глубокого минимума усиливаются интенсивности всех остальных эмиссионных линий водорода и гелия. В табл.2 приводятся эквивалентные ширины EW наиболее интенсивных эмиссионных линий, измеренные на каждом полученном спектре. Хорошо видно, что за исключением последних 4-х спектров, значения эквивалентных ширин эмиссионных линий сравнимы с таковыми, полученными ранее [13,14]. Как видно из рис.2a,b, три спектра, полученные в глубоком минимуме, по времени совпадают с быстрыми, вспышкообразными изменениями блеска звезды. Интересно отметить, что большим амплитудам вспышкообразных изменений в среднем соответствуют большие значения эквивалентных ширин эмиссионных линий. Во время глубокого минимума зарегистрированы усиления эквивалентных ширин эмиссионных линий от 10 до 30 раз и более (см. табл.2). На рис.3a, b показаны 2 спектра звезды ТТ Aг1, полученные в нормальном состоянии ($m_V \approx 10^{\text{m.4}}$) 1-го декабря 2008г.

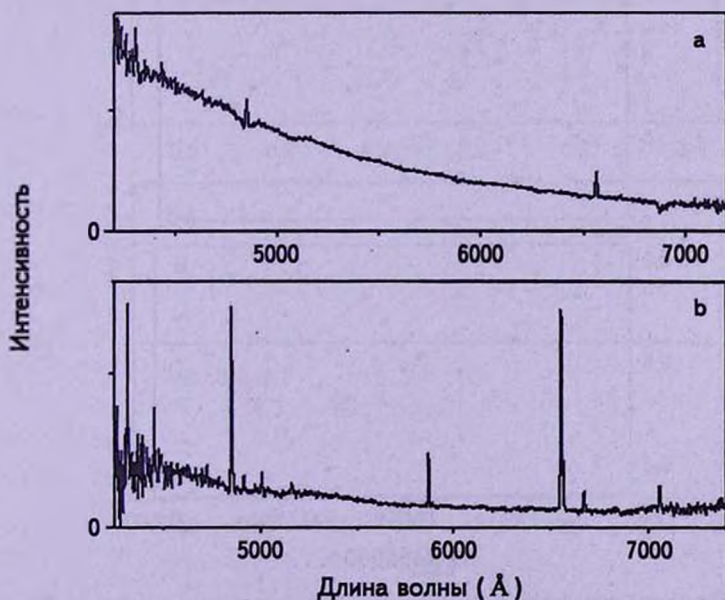


Рис.3a, б. Спектры звезды ТТ Aг1, полученные в нормальном состоянии 1-го декабря 2008г. (рис.3a), и во время глубокого минимума 13-го ноября 2009г. (рис.3b).

(рис.3а) и во время глубокого минимума ($m_V \approx 15^m.1$) 13-го ноября 2009г. (рис.3б). На рисунке видно сильное изменение распределения энергии в спектре звезды. Широкие абсорбции H β и H γ во время глубокого минимума отсутствуют (рис.3б), тогда как на рис.3а они хорошо видны и их крылья простираются на величину до 2000 км/с. Во время глубокого минимума отсутствуют также эмиссии в NIII/CIII и HeII $\lambda 4686\text{\AA}$, но уже хорошо видны сливающиеся друг с другом линии HeI $\lambda 4922\text{\AA}$ и FeII $\lambda 4924\text{\AA}$, HeI $\lambda 5016\text{\AA}$ и FeII $\lambda 5018\text{\AA}$, а также эмиссия в линии FeII $\lambda 5169\text{\AA}$, которые вне минимума были еле заметны. Измеренные эквивалентные ширины этих линий в глубоком минимуме принимают значения от 2.0 $\text{\AA}$ до 4.5 $\text{\AA}$, тогда как в нормальном состоянии они очень малы. В глубоком минимуме на всех спектрах зарегистрирована слабая, но четко выделяющаяся линия HeI $\lambda 4471\text{\AA}$ в эмиссии. Появляются очень слабые эмиссии в HeI $\lambda 4713\text{\AA}$ и FeII $\lambda 5261\text{\AA}$. Абсорбция NaD, которая хорошо видна на всех спектрах звезды в ее нормальном состоянии, в глубоком минимуме почти полностью заливается сильной эмиссией HeI $\lambda 5876\text{\AA}$.

Восемнадцать спектров звезды TT Aq1, полученные 31 октября 2008г., почти покрывают орбитальный период изменения блеска. Отметим, что все эти спектры охватывают спектральный диапазон $\lambda\lambda 5650 - 6750\text{\AA}$ и получены со спектральным разрешением 0.6 $\text{\AA}$ /пикс. На этих спектрах эмиссия линии He $\lambda 5876\text{\AA}$ и поглощение в линии NaD едва заметны и не поддаются измерениям. На рис.4а, б показаны изменения эквивалентных ширин

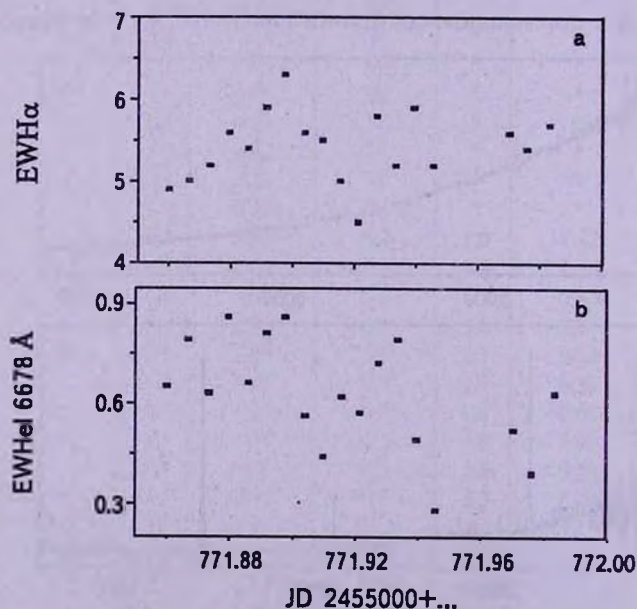


Рис.4а, б. Показаны изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий H α (4а) и HeI $\lambda 6678\text{\AA}$ (4б), измеренные на 18 спектрах, полученных в течение одного орбитального периода звезды. Не замечается строгой корреляции интенсивностей с орбитальным периодом.

эмиссионных линий $H\alpha$ и $HeI\ 6678\text{\AA}$, измеренные на вышеуказанных 18 спектрах. На рисунке на оси абсцисс отложены Юлианские дни (JD), а на оси ординат - эквивалентные ширины (EW). Как видно из рис.4a,b, наблюдаются изменения эквивалентных ширин, намного превосходящие ошибки измерений. Однако по ним трудно судить о периодическом характере этих изменений. Не замечается сильной корреляции интенсивностей линий с орбитальным периодом.

На рис.5a, b приводится зависимость эквивалентных ширин от фазы орбитального периода. Фаза орбитального периода для каждого полученного спектра вычислена с помощью эфемерид, полученных на основе богатого наблюдательного материала с точностью до 9×10^{-8} день[7,25]

$$T_0 = \text{HJD } 2443729.009 + 0.13755050n,$$

где n - число циклов и T_0 - момент максимума. На рис.5a представлены эквивалентные ширины линий $H\alpha$ и $HeI\ 6678\text{\AA}$, измеренных на всех 32 спектрах, а на рис.5b - отдельно для 10 спектров из 32, полученных в интервале фазы орбитального периода 0.51-0.86 1-го декабря 2008г. Из рис.5 следует, что, по-видимому, помимо фазовых изменений эквивалентных ширин действует и другой физический механизм изменения интенсивностей

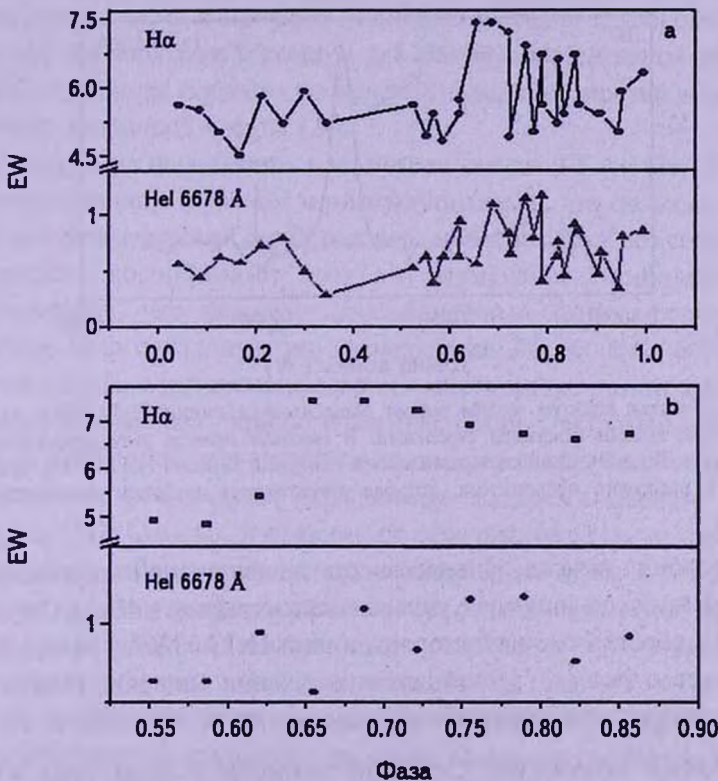


Рис.5a, b. Зависимость эквивалентных ширин линий $H\alpha$ и $HeI\ 6678\text{\AA}$ от фазы, измеренных на всех полученных спектрах (5a) и отдельно для 10 спектров (5b). 10 спектров (5b) получены в интервале фазы орбитального периода 0.51-0.86, 1-го декабря 2008г.

эмиссионных линий.

На рис.6а, б показан участок спектра звезды вокруг эмиссионной линии $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA}$, где видна также линия поглощения NaD . На рисунке стрелками показаны эти линии. В верхнем правом углу приводится дата получения спектра. Видно, что в нормальном состоянии звезды (рис.6а) узкая эмиссия $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA}$ находится почти в центре широкого поглощения. Некоторая асимметрия широкого поглощения с длинноволновой стороны линии $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA}$ вероятно обусловлена влиянием NaD . Спектр звезды на рис.6б, получен во время глубокого минимума. На рисунке хорошо видно, что

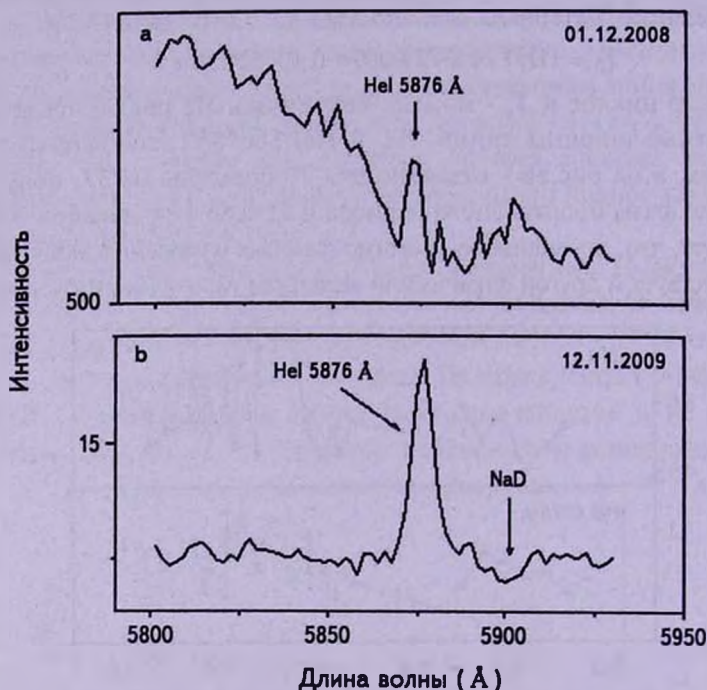


Рис.6а, б. Участок спектра звезды вокруг эмиссионной линии $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA}$ и линии поглощения NaD . Линии показаны стрелками. В верхнем правом углу приводится дата получения спектра. В нормальном состоянии звезды (6а) узкая эмиссия $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA}$ находится почти в центре широкого поглощения, которая отсутствует в глубоком минимуме (6б).

широкая абсорбция исчезла. Интенсивность эквивалентной ширины линии $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA}$ в глубоком минимуме увеличивалась в среднем в 46 раз. Отсутствие поглощения с коротковолновой стороны линии $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA}$, по-видимому, свидетельствует о полном прекращении истечения материи. Идентичные изменения спектра зарегистрированы также в линиях $\text{H}\alpha$, $\text{H}\beta$ и $\text{H}\gamma$.

4. *Глубокий минимум.* Глубокий минимум у звезд типа VY Scl зарегистрирован как у DCVs, так и у MCVs. Появление и продолжительность этого явления случайны и непредсказуемы. Предполагается, что это фаза,

когда аккреционный диск полностью отсутствует, или же его доля в излучении системы доходит до минимума. Следовательно, эта фаза звезд типа VY Scl дает возможность хотя бы частично исследовать оба компонента системы отдельно. И это единственный случай, когда можно следить за активностью второго компаньона. Так, например, во время глубокого минимума звезды AM Her в 1992г. зарегистрирована вспышка, типичная для звезд типа UV Cet [23]. Кафка и др. [24] регистрировали целую серию вспышек у этой звезды во время фотометрического мониторинга. Как уже сказано выше, вторичные компаньоны в системах катаклизмических переменных обычно являются красными карликами. Предполагается, что в двойной системе TT Aгi вторичный компаньон является красным карликом спектрального класса M3.5 [8,9]. Проявление активности вторичных компаньонов у катаклизмических переменных AM Her, ST LMi и VV Pup в стадии их глубокого минимума неоднократно отмечалось и достаточно хорошо исследовано [5,23,24,26-28]. Все эти исследования свидетельствуют о том, что зарегистрированная активность в стадии глубокого минимума у катаклизмических переменных звезд типа VY Scl, в основном, обусловлена хромосферной активностью вторичной звезды системы. В итоге, исследования геометрии аккреционного диска и природы последней в стадии глубокого минимума звезды AM Her позволяют выдвинуть два возможных объяснения наблюдаемых явлений: остаточная аккреция во время глубокого минимума и вспышечная активность вторичной звезды [24].

Рассмотрение физических параметров звезды TT Aгi [11] в ее первом зарегистрированном глубоком минимуме показало, что сильные эмиссионные линии балмеровской серии водорода и HeI продолжают сосуществовать с широкими абсорбциями этих же элементов. Наиболее вероятно предположение, что широкие абсорбционные линии формируются в фотосфере белого карлика при температуре $T \geq 50000$ K, согласно IUE спектров звезды, а интенсивные узкие эмиссионные линии в хромосфере вторичного компаньона - красного карлика. Наши спектральные наблюдения TT Aгi по значениям эквивалентных ширин эмиссионных линий почти не отличаются от результатов, полученных во время первого глубокого минимума [11]. Однако, в отличие от результатов [11], во время наших спектральных наблюдений широкие водородные абсорбции в глубоком минимуме не зарегистрированы. В табл.3, для сравнения приводятся значения эквивалентных ширин некоторых эмиссионных линий по [11] и по нашим измерениям. Как видно из данных таблицы, в основном эти значения совпадают. Некоторые различия в этих значениях, в том числе зарегистрированные изменения во время наших наблюдений, могут быть обусловлены наличием быстрых вспышкообразных изменений блеска во время глубокого минимума. В отличие от ранних наблюдений, мы не

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ВО ВРЕМЯ ПЕРВОГО [11] И ВТОРОГО ГЛУБОКИХ МИНИМУМОВ. В СКОБКАХ ПРИВОДЯТСЯ НОМЕРА СПЕКТРОВ СОГЛАСНО ТАБЛ.2 (наст. работа)

Элемент	EW[11]	EW1-12 (BC288015)	EW2-12 (BC288016)	EW1-13 (BC289006)	EW2-13 (BC289007)
HeI λ 7065	6	9.8	10.2	8.9	9.5
HeI λ 6678	9	11.5	9.7	7.1	8.2
Na	119	118.8	117.4	104.4	106.3
HeI λ 5876	13	17.2	16.4	13.8	13.6
HeI λ 5016	3	4.1	1.9	6.8	6.5
HeI λ 4922	4	4.2	4.1	2.6	1.9
H β	39	39.2	36.9	34.7	29.3
H γ	19	15.2	14.4	11.2	11.5

зарегистрировали как широких абсорбционных линий бальмеровской серии водорода и HeI, так и эмиссионных линий высокоионизованных элементов, таких как NIII/CIII и HeII λ 4686Å, принадлежащих фотосфере белого карлика[11]. Следовательно, по крайней мере в некоторых фазах глубокого минимума, влияние излучения главной звезды системы - белого карлика, почти отсутствует, и возможно, что аккреция прекратилась полностью.

В глубоком минимуме мы получили 4 спектра, которые можно исследовать в диапазоне $\lambda\lambda$ 4200 – 7200Å. Выше показано, что никаких следов горячего белого карлика на спектрах звезды не найдено: отсутствуют широкие абсорбции бальмеровской серии и HeI, а также эмиссионные линии NIII/CIII и HeII λ 4686Å. Следуя предположению, что вторичный компаньон системы является красным карликом спектрального класса M3.5 [8,9], мы попробовали найти на спектре следы TiO путем суммирования полученных 4 спектров. Следов TiO на спектрах не найдено, но после суммирования обнаружен очень слабый след полосы G на длине волны λ 4300Å. Известно, что эта полоса очень интенсивна у звезд спектральных классов G, и почти полностью исчезает у звезд спектральных классов K6-K7. Учитывая этот факт, а также относительные интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии водорода, можно предполагать, что по всей вероятности в данном случае имеем спектр звезды спектрального класса раннего K. Имея в виду также зарегистрированные в этой стадии звезды быстрые, неправильные изменения блеска, интенсивности эмиссионных линий и распределение энергии в спектре, можно предположить, что по наблюдаемым спектральным и фотометрическим характеристикам наблюдаемый источник, по-видимому, является переменной типа T Tau.

Таким образом, новоподобная звезда TT Aгi в настоящее время

зарегистрирована в своем втором глубоком минимуме. Эта фаза эволюции, изучение которой очень важно для понимания природы катаклизмических переменных подгруппы VY Scl. На основе исследований имеющихся спектральных и фотометрических наблюдений можно отметить следующее:

Во время глубокого минимума до неузнаваемости меняется распределение энергии в спектре звезды. Эмиссионные линии высокоионизованных элементов, таких как HeII $\lambda 4686\text{\AA}$ и NIII/CIII, сильно слабеют или вовсе исчезают. Исчезают также широкие абсорбции бальмеровской серии водорода, образующиеся, как и эмиссионные линии HeII $\lambda 4686\text{\AA}$ и NIII/CIII, в фотосфере главной звезды этой двойной системы. В итоге, в спектре отсутствуют следы белого карлика и аккреционного диска.

В этой фазе сильно увеличиваются интенсивности эмиссионных линий водорода и нейтрального гелия. Усиливаются эмиссии в линиях HeI $\lambda 4922\text{\AA}$, HeI $\lambda 5016\text{\AA}$ и HeI $\lambda 4471\text{\AA}$. Появляются очень слабые эмиссии в HeI $\lambda 4713\text{\AA}$ и в линиях ионизованного железа FeII $\lambda 5261\text{\AA}$, FeII $\lambda 4922\text{\AA}$, FeII $\lambda 5018\text{\AA}$ и FeII $\lambda 5169\text{\AA}$. При суммировании 4-х спектров, полученных в глубоком минимуме, обнаружен очень слабый след полосы G на длине волны $\lambda 4300\text{\AA}$.

Полученные спектры в глубоком минимуме охватывают два вспышкообразных повышения по фотометрическим данным AAVSO [15] с амплитудами изменения блеска $1^{\text{m}}.6$ и $0^{\text{m}}.6$. Такие изменения блеска, но малой амплитуды (несколько десятков звездных величин), зарегистрированы также в нормальном состоянии звезды [11]. В глубоком минимуме амплитуды этих изменений могут достигать до 2^{m} и более [23,24 и настоящая работа]. Наиболее вероятно, что быстрые изменения блеска и в нормальном состоянии звезды и в глубоком минимуме обусловлены хромосферной активностью вторичной звезды системы - красного карлика. В фазе глубокого минимума, когда предполагаемый аккреционный диск по непонятным причинам разрушен и уже не является источником излучения, когда отсутствуют следы излучения главной звезды системы - белого карлика и светимость системы уменьшалась на два порядка, естественно предположить, что все наблюдаемые характеристики принадлежат вторичному компаньону - красному карлику. Тогда легко понять, каким образом амплитуды быстрых изменений блеска от нескольких десятков звездных величин в нормальном состоянии звезды (10^{m} - 11^{m}) увеличиваются до 2^{m} и больше во время глубокого минимума. Такие быстрые, неправильные изменения блеска очень характерны для таких красных карликов как вспыхивающие звезды типа UV Ceti и переменные типа T Tau. Так как наши спектры в глубоком минимуме в основном охватывают указанные выше быстрые изменения блеска (вспышки), то следует предположить, что зарегистрированные высокие значения эквивалентных ширин, хотя бы частично, являются результатом влияния вспышек.

Среднее значение отношения интенсивностей эмиссионных линий

бальмеровской серии водорода в нормальном состоянии звезды ($m_V = 10^m - 11^m$) и в фазе глубокого минимума, как во время наших ранних спектральных наблюдений [13,14], так и при настоящих наблюдениях, свидетельствует о том, что образование этих линий в основном можно объяснить в рамках простой фотоионизационно-рекомбинационной модели. Интересно, что образование эмиссионных линий гелия не объясняется в рамках этой модели. Так, например, отношение интенсивностей $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA} / \text{HeI } \lambda 6678\text{\AA} \sim 45$ объясняется как естественное последствие типичных спокойных атмосфер солнцеподобных звезд [29]. При низких температурах ($T < 8000\text{ K}$) фотоны резонансных линий He I, заселяющие синглетные уровни, не могут проникать так далеко, как фотоны $\lambda < 504\text{\AA}$, которые заселяют уровни триплета. По мере того как температура увеличивается, т.е., двигаясь внутрь активной звездной атмосферы, отношение интенсивностей эмиссионных линий $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA} / \text{HeI } \lambda 6678\text{\AA}$ быстро уменьшается: как возбуждение основного уровня, так и соединение триплет-синглет уровней происходят в результате столкновений. Анализируя спектр известной вспыхивающей звезды AD Leo в спокойном состоянии, для отношения $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA} / \text{HeI } \lambda 6678\text{\AA}$ получено значение ~ 3.7 , очень близкое к результатам для активных протуберанцев на Солнце [30]. Авторы пришли к выводу, что образования этих эмиссионных линий, вероятно, происходят благодаря возбуждению основного уровня путем столкновений.

Наши предыдущие [14] и настоящие наблюдения показывают, что в нормальном состоянии звезды отношение $\text{HeI } \lambda 5876\text{\AA} / \text{HeI } \lambda 6678\text{\AA} \leq 1$ значительно отличается от значений, полученных для типичных спокойных атмосфер солнцеподобных звезд [29]. В глубоком минимуме отношения интенсивностей этих линий находятся в пределах 1.5 - 2, т.е. приближаются к значению 3.0 или к отношению статистических весов триплет-синглет уровней и к значению, полученному для вспыхивающей звезды AD Leo [30].

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

² Observatorio Astronomico Ramon Maria Aller, Universidade de Santiago de Compostela, Spain, e-mail: oatamaz, oadoco@usc.es

³ American Association of Variable Star Observers, 49 Bay State Rd., Cambridge, MA 02138

SPECTRAL AND PHOTOMETRIC OBSERVATIONS
OF TT ARI. IIIN.D.MELIKIAN¹, V.S.TAMAZIAN², J.A.DOCOBO³, A.A.KARAPETIAN¹,
G.R.KOSTANDIAN¹, A.A.HENDEN³

In November 2009 the nova-like cataclysmic variable (CV) TT Ari has been detected in its second deep low state, the phase of evolution, investigation of which is very important in the study of VY Scl subgroup of CVs. In this phase a strong change of energy distribution is detected. Emission lines of highly excited elements, such as HeII $\lambda 4686\text{\AA}$ и NIII/CIII, as well as broad Balmer absorption lines, which are formed in photosphere of WD or in inner layers of accretion disk, have disappeared. The mean values of Balmer emission lines ratio at normal brightness of the star and at low state could be explained in framework of photoionization-recombination model. At the same time ratios of triplet-singlet emission lines of neutral helium HeI $\lambda 5876$ /HeI $\lambda 6678$ at high and low states of star are too different. At low state we find a weak G band absorption feature at $\lambda 4300\text{\AA}$ and flare like events, with the amplitudes up to $2^{\text{m}}.0$ and more. The above-listed and some other observed characteristics allows to conclude that at low state the main detected radiation belongs to secondary companion of the binary system, which probably is a T Tau type star of early K spectral class.

Key words: *stars: spectra - individual: TT Ari*

ЛИТЕРАТУРА

1. W.J.Luyten, H.S.Hughes, Pub. Univ. Minnesota, No. 36, 1965.
2. R.P.Kraft, W.J.Luyten, Astrophys. J., 142, 1041, 1965.
3. B.V.Kukarkin, P.P.Parenago, Var. Star Bull., 4, 44, 1934.
4. П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, В.Н.Горанский и др., Общий каталог переменных звезд, ред. П.Н.Холопов, М., Наука, 1987.
5. S.Kafka, in: Binary Stars as Critical Tools & Tests in Contemporary Astrophysics, Proceedings of IAU Symposium No. 240, eds. W.J.Hartkopf, E.F.Guinan, P.Harmanec, Cambridge University Press, Cambridge, p.154, 2007.
6. B.Warner, in: "Cataclysmic Variable Stars", Cambridge University Press, 1995.
7. A.P.Cowley, D.Crampton, J.B.Hutchings, J.M.Marlbrough, Astrophys. J., 195, 413, 1975.
8. B.T.Gansicke, E.M.Sion, K.Beuermann et al., Astron. Astrophys., 347, 178, 1999.
9. C.Knigge, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 373, 486, 2006.

10. *G.E.Sarty, K.Wu*, PASA (Publ. of the Astronomical Society of Australia), **23**, 106, 2006.
11. *A.W.Shafter, P.Szkody, J.Liebert et al.*, *Astrophys. J.*, **290**, 707, 1985.
12. *V.Stanishev, Z.Kraichewa, V.Genkov*, *Astron. Astrophys.*, **379**, 185, 2001.
13. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян*, *Астрофизика*, **47**, 543, 2004.
14. *Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо и др.*, *Астрофизика*, **51**, 445, 2008.
15. <http://mira.aavso.org/cgi-bin/>
16. *W.Gotz*, *IBVS*, **2823**, 1985.
17. *N.D.Melikian, V.S.Tamazian, J.A.Docobo, A.A.Karapetian, G.Kostandyan*, in: "Double and Multiple Stars: Dynamics, Physics and Instrumentation", December 10-12, Spain, 2009 (in press).
18. *M.R.Templeton*, *AAVSO Alert Notice*, **408**, 1, 2009.
19. *K.Mukai, J.Patterson, B.Koff et al.*, *ATel.*, **2254**, 1, 2009.
20. *I.L.Andronov, A.V.Baklanov, A.Liakos, P.Niarchos*, *ATel.*, **2122**, 9 July, 2009.
21. *Y.Kim, I.L.Andronov, S.M.Cha et al.*, *Astron. Astrophys.*, **496**, 765, 2009.
22. *AAVSO Special Notice No179*, 2009.
23. *N.M.Shakhovskoy, I.Y.Alexeev, I.L.Andronov et al.*, *Ann. Israeli Phys. Soc.*, **10**, 237, 1993.
24. *S.Kafka, J.W.Robertson, R.K.Honeycutt, S.B.Howell*, *Astron. J.*, **129**, 2411, 2005.
25. *Xiaolan Wu, Zongyum Li, Yuerong Ding*, *Astrophys. J.*, **569**, 418, 2002.
26. *S.Kafka, S.B.Howell, R.K.Honeycutt, J.W.Robertson*, *Astron. J.*, **133**, 1645, 2007.
27. *E.Mason, S.B.Howell, T.Barman, P.Szkody, D.Wickramasinghe*, *Astron. Astrophys.*, **490**, 279, 2008.
28. *E.Mason, D.Wickramasinghe, S.B.Howell, P.Szkody*, *Astron. Astrophys.*, **467**, 277, 2007.
29. *J.Heasley, D.Mihalas, A.Poland*, *Astrophys. J.*, **192**, 181, 1974.
30. *M.S.Giampapa, J.L.Linsky, T.J.Schneeberger, S.P.Worden*, *Astrophys. J.*, **226**, 144, 1978.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ МИКРОТУРБУЛЕНТНЫХ СКОРОСТЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

А.Г.НИКОГОСЯН¹, З.МУРАДЯН²

Поступила 15 марта 2010

Классический метод определения скорости микротурбулентных движений в солнечных протуберанцах обобщается таким образом, чтобы учесть возможную непрозрачность спектральных линий. Вводится в рассмотрение новая характеристика линии, позволяющая при данном механизме образования определить оптическую толщину излучающей области. Метод применяется для линий в EUV области спектра, наблюдаемых с помощью спектрографа SUMER в рамках космической программы SoHO. Сравнение с данными наблюдений не только подтверждает справедливость принятого механизма образования линий, но и позволяет заключить, что оптическая толщина среды в рассматриваемых линиях невелика. Обсуждаются трудности, связанные с определением кинетической температуры и, следовательно, скорости микротурбулентных движений. Оценочные значения указанной скорости по линиям различных ионов оказываются порядка 30–40 км/с.

Ключевые слова: *солнечные протуберанцы: образование спектральных
линий: микротурбулентная скорость*

1. *Введение.* Как известно, плазма в протуберанцах участвует в различного типа движениях, что, естественно, влияет на форму профилей наблюдаемых спектральных линий. Случайные тепловые и турбулентные движения со скоростями порядка 5–10 км/с накладываются на восходящие (эрупция) или нисходящие (потеря массы за счет ее возвращения в хромосферу и фотосферу) потоки, крупномасштабные движения (см., например, [1]). Перенос излучения в линии через такую динамически активную среду приводит к большому разнообразию профилей, искаженных в результате Доплер эффекта. Помимо указанных факторов форма профилей линий, очевидно, зависит от структуры излучающего объема и его оптической толщины. Известно также, что физические и геометрические свойства среды, подвергаются случайным изменениям как в пространстве, так и во времени. Поэтому количественная интерпретация наблюдаемых спектров и их использование в диагностических целях в общем случае является довольно сложной задачей, вследствие чего часто приходится прибегать к тем или иным упрощающим предположениям.

В работах [2–4] развивалась идея о привлечении флуктуаций поверхностной яркости протуберанцев в качестве дополнительного источника

информации об излучаемом объеме. Как оказалось, важную информацию можно извлечь при изучении относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) поверхностной яркости протуберанца в зависимости от частоты внутри линии. Результаты теоретических исследований сравнивались с данными об изменениях профилей *EUV*-линий вдоль щели спектрографа SUMER, полученными в рамках космической программы SOHO. Так, в работе [3] было показано, что за некоторыми исключениями флуктуации поверхностной яркости протуберанцев в различных линиях обусловлены изменениями оптической толщины, причем эти изменения тем меньше, чем выше эффективная температура образования спектральной линии. Особенно информативным является изучение указанных флуктуаций в случае наличия в среде крупномасштабных или гидродинамических движений. Если излучающий объем участвует в восходящих и нисходящих движениях, то частотная зависимость ОСО характеризуется своеобразными "всплесками" (локальными максимумами) в крыльях линий [4]. Величина последних зависит от скорости крупномасштабных движений. Как показывают наблюдения, величины скоростей указанных движений коррелируют с эффективной температурой образования линии, при этом они выше в относительно холодных областях протуберанцев. В горячих областях и переходной зоне протуберанец-корона на форму профилей спектральных линий, по-видимому, влияют в основном лишь тепловые и турбулентные движения. Поэтому контуры таких линий, как OVI $\lambda\lambda 1032\text{\AA}$, $1037.5\text{\AA}$, NeV $\lambda 1145.6\text{\AA}$, NV $\lambda 1238.82\text{\AA}$ и т.д., можно использовать для определения относительной роли турбулентных движений, а также оптической толщины излучающего объема. Именно этому вопросу и посвящается данная работа.

Описание задачи дается в следующем разделе. Далее, в разделе 3, полученные теоретические результаты применяются для интерпретации наблюдательных данных. Приводятся оценки для некоторых величин, характеризующих излучающий объем. К ним относятся скорость турбулентного движения, оптическая толщина и кинетическая температура среды. Достоинства предлагаемого подхода и некоторые трудности его применения обсуждаются в заключительном разделе.

2. Описание задачи. При определении микротурбулентных скоростей протуберанцев обычно используются оптически тонкие линии (см. [1,5]), профили которых с той или иной точностью можно бывает заменить профилем коэффициента поглощения $\alpha(x)$, где $x = \Delta\nu/\Delta\nu_D$ - так называемая безразмерная частота,

$$\Delta\nu_D = \frac{v_0}{c} v_{th}, \quad (1)$$

где $v_{th} = (2kT/m)^{1/2}$, v_0 - центральная частота линии, T - кинетическая температура, m - масса атома, k - постоянная Больцмана. При доплеровском

уширении линии

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

Как известно, скорости микротурбулентных движений независимы на атомарном уровне и уширение линии подобно уширению, обусловленному тепловыми движениями. В этом случае вместо (1) имеем

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{v_{th}^2 + \xi_t^2}, \quad (3)$$

где ξ_t - средняя скорость турбулентных движений. Полагается, что $I(x)/I(0) \approx \alpha(x)$ и с учетом (3) используется для определения величины ξ_t . Поскольку значение кинетической температуры, которым определяется средняя тепловая скорость, заранее неизвестно, то рассматривается пара спектральных линий, принадлежащих различным ионам, но формирующихся примерно в одном и том же объеме протуберанца. Тогда удастся в отдельности найти как величину ξ_t , так и кинетическую температуру плазмы протуберанца, а вместе с нею тепловую и микротурбулентную скорости. Такой подход обладает тем очевидным недостатком, что замена профиля спектральной линии профилем коэффициента поглощения возможна лишь в предельном случае, когда оптическая толщина излучающего объема τ_0 равна нулю. Между тем, для многих интенсивных линий в *EUV* области спектра, такое допущение может оказаться достаточно грубым, поскольку при этом теряется информация о физических характеристиках среды, таких как, например, его структура и оптическая толщина. Ошибки другого рода могут возникнуть, если ограничиться рассмотрением лишь доплеровского профиля, или пренебречь влиянием поглощения в непрерывном спектре.

В то же время если рассматривается среда оптической толщины τ_0 , в которой развита однородная микротурбулентность, то в предположении, что функция источников B не меняется с глубиной, для средней интенсивности наблюдаемого излучения имеет место

$$I(\tau_0, x) = B \left[1 - e^{-\alpha(x)\tau_0} \right]. \quad (4)$$

В данной формуле не учитывается влияние поглощения в непрерывном спектре, о котором речь пойдет ниже. Следует также заметить, что применение формулы (4), вообще говоря, заранее не очевидно. Дело в том, что она справедлива тогда, когда доминирующим механизмом образования спектральной линии являются процессы истинного поглощения и излучения. Другими словами, роль эффектов многократного рассеяния в частотах линии пренебрегается, что, по-видимому, можно считать оправданным для многих спектральных линий протуберанцев в *EUV* области за исключением первых членов лаймановской серии водорода, для которых оптическая толщина среды велика. Очевидно, что данная формула содержит в себе информацию об излучающей среде и потому является менее грубым

приближением, нежели упомянутый выше предельный случай оптически тонкой среды. Всюду в данной работе мы будем пользоваться именно этой формулой несмотря на то, что развиваемый подход допускает, в принципе, рассмотрение и более реалистичных моделей.

Основными непосредственно измеряемыми характеристиками линий, представляющими для нас интерес, являются $\Delta\lambda_{1/2}$ - ее полуширина на половине максимума и интегральная интенсивность в единицах интенсивности в центре линии $J_\lambda(\tau_0)$. Наряду с ними для удобства будем пользоваться также аналогичными, но безразмерными величинами $x_{1/2}$ и $W(\tau_0)$. Последняя определяется формулой

$$W(\tau_0) = \frac{1}{1 - e^{-\alpha(0)\tau_0}} \int_{-\infty}^{\infty} [1 - e^{-\alpha(x)\tau_0}] dx. \quad (5)$$

Введенные две пары величин, очевидно, связаны между собой соотношениями

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{v_{th}^2 + \xi_l^2} x_{1/2}(\tau_0), \quad J_\lambda(\tau_0) = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{v_{th}^2 + \xi_l^2} W(\tau_0). \quad (6)$$

Таким образом в отличие от классического подхода вводится в рассмотрение дополнительно еще одна характеристика спектральной линии - $J_\lambda(\tau_0)$. Это позволяет применить идею, аналогичную той, которая лежит в основе обычного подхода, также для оценки оптической толщины среды в линии. Действительно, знание из наблюдений двух пар величин $\Delta\lambda_{1/2}$, $J_\lambda(\tau_0)$ для линий двух различных ионов, возникающих примерно в одной и той же области протуберанца, позволяет в принципе определить величины оптических толщин для этих линий $\tau_0^{(1)}$ и $\tau_0^{(2)}$, а также значения T и ξ_l . Заметим, что в классическом методе, основанном на замене профиля спектральной линии профилем коэффициента поглощения, $x_{1/2} = \sqrt{\ln 2}$ и $W = \sqrt{\pi}$. В рассматриваемом нами случае на основе формулы (4) имеем

$$x_{1/2}(\tau_0) = \left[-\ln \left(-\frac{1}{\tau_0} \ln \frac{1 + e^{-\tau_0}}{2} \right) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

а $W(\tau_0)$ задается формулой (5).

Важно отметить, что отношение $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$ не зависит ни от кинетической температуры T , ни от значения турбулентной скорости ξ_l . Как мы увидим ниже, оно слабо зависит и от доли поглощения в непрерывном спектре, поэтому указанное отношение может служить достаточно хорошим индикатором оптической толщины области протуберанца, излучающей в данной спектральной линии. Как показывают численные расчеты, в достаточно широком интервале изменения τ_0 от 0 до 2.5 (на самом деле развиваемый в работе метод предполагается применить к оптически не очень толстым линиям, и как мы убедимся ниже, именно такими являются в большинстве своем линии, возникающие в протуберанце

и переходной области протуберанец - корона) зависимости $x_{1/2}(\tau_0)$ и $W(\tau_0)$ можно аппроксимировать линейными функциями;

$$x_{1/2}(\tau_0) \approx 0.142\tau_0 + 0.838, \quad W(\tau_0) \approx 0.251\tau_0 + 1.778. \quad (8)$$

Ошибки, совершаемые при пользовании формулами (6), меньше 0.1%. Свободные члены в формулах (8) соответствуют классическим значениям $\sqrt{\ln 2}$ и $\sqrt{\pi}$ для $\tau_0 = 0$. Наибольший интерес, как уже указывалось, представляет собой отношение $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$, которое в выбранном нами интервале значений τ_0 с высокой точностью (<0.1%) аппроксимируется полиномом второй степени

$$W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0) \approx 2.1284 - 0.0761\tau_0 + 0.0134\tau_0^2. \quad (9)$$

Из приведенной формулы следует, что при рассматриваемом механизме образования спектральной линии значения величины $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0)$ в заданном интервале изменения τ_0 должны лежать в промежутке 2.0214 + 2.1289. Как будет показано далее, на самом деле некоторые из измеренных значений данного отношения могут оказаться несколько больше верхнего предела указанного интервала, поэтому возникает необходимость изучения влияния различных эффектов на полученный результат. Например, в формуле (4) несложно учесть эффекты, связанные с поглощением в непрерывном спектре. В этом случае вместо (4) будем иметь

$$I(\tau_0, x) = B \frac{\alpha(x)}{\varpi(x)} [1 - e^{-\varpi(x)\tau_0}], \quad (10)$$

где $\varpi(x) = \alpha(x) + \beta$, β - отношение коэффициента поглощения в непрерывном спектре к коэффициенту поглощения в центральной частоте спектральной линии. Нетрудно видеть, что изменение величины β оказывает влияние лишь на нижний предел, которое к тому же, как показывают расчеты, незначительно (см. рис.1).

Положение дел меняется существенно, когда в расчетах вместо доплеровского профиля для коэффициента поглощения берется фойгтовский профиль. Так, например, при значении фойгтовского параметра $\sigma = 10^{-3}$ вместо (8) и (9) имеем

$$x_{1/2}(\tau_0) \approx -0.0077\tau_0^2 + 0.1622\tau_0 + 0.8347, \quad (11)$$

$$W(\tau_0) \approx -0.0079\tau_0^2 + 0.2738\tau_0 + 1.7877, \quad (12)$$

$$W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0) \approx 2.1513 - 0.1104\tau_0 + 0.0349\tau_0^2 - 0.0034\tau_0^3. \quad (13)$$

Следует обратить внимание на то, что значение свободного члена в (13) выше, чем в формуле (9) и это, как мы убедимся ниже, во многих случаях позволяет объяснить наблюдаемые значения рассматриваемой величины. Сказанное наглядно иллюстрируют графики функции $W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$, изображенные на рис.1. Поскольку кривые, соответствующие различным

значениям величины β , незначительно отличаются друг от друга, то приводятся лишь две из них. Пределы изменения рассматриваемой функции и ее поведение при фойгтовском профиле коэффициента поглощения ($\sigma = 10^{-3}$) заметно отличаются от тех при доплеровском уширении линии.

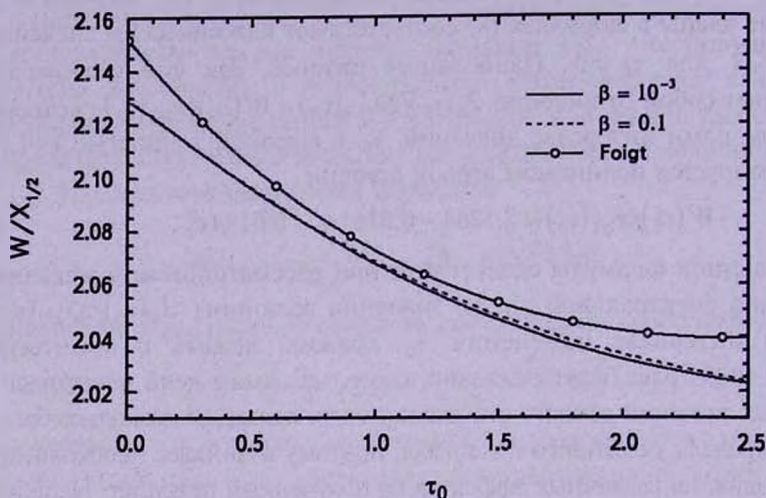


Рис.1. Зависимость $W/x_{1/2}$ от оптической толщины при различных предположениях относительно профиля коэффициента поглощения и роли поглощения в непрерывном спектре.

После нахождения оптической толщины среды в той или иной линии можно воспользоваться рассуждениями, аналогичными тем, которые проводятся при применении обычного метода определения кинетической температуры и скорости микротурбулентных движений. Это означает, что если найдены значения оптических толщин для двух линий ($\tau_0^{(i)}$, $i = 1, 2$), принадлежащих различным ионам и предположительно образующихся примерно в одной и той же области протуберанца, то используя теоретические зависимости (11) и (12) находим значения $x_{1/2}^{(i)}$ и $W^{(i)}$. Знание одной из этих величин для двух линий в принципе позволяет найти кинетическую температуру излучающего объема, а вместе с нею тепловую и микротурбулентную скорости в нем

$$T = \frac{m_H c^2}{2k} \left[\left(\frac{\Delta \lambda_{1/2}^{(1)}}{x_{1/2}^{(1)} \lambda_0^{(1)}} \right)^2 - \left(\frac{\Delta \lambda_{1/2}^{(2)}}{x_{1/2}^{(2)} \lambda_0^{(2)}} \right)^2 \right] / \left(\frac{1}{\mu_1} - \frac{1}{\mu_2} \right), \quad (14)$$

$$\xi_i = \left[\left(\frac{c \Delta \lambda_{1/2}^{(i)}}{x_{1/2}^{(i)} \lambda_0^{(i)}} \right)^2 - \frac{2kT}{m_H \mu_i} \right]^{1/2}, \quad (15)$$

где μ_i - молекулярные веса ионов, m_H - масса атома водорода. Формула (14) отличается от обычной (см. [1]) лишь появлением величин $x_{1/2}^{(i)}$ в

выражениях, находящихся в числителе. Как было показано выше, $x_{1/2}(\tau_0)$ является возрастающей функцией. Как мы увидим в следующем параграфе, непрозрачности большинства рассматриваемых спектральных линий будучи относительно малыми не слишком отличаются друг от друга. Отсюда нетрудно заключить, что значения кинетической температуры, задаваемые классической формулой должны быть выше реального значения.

3. Анализ наблюдательных данных. Нами были использованы данные наблюдений *EUV*-линий, полученные 8-го октября 1999г. на позиционном угле 295° с помощью спектрометра SUMER в рамках космической программы SoHO. Часть этих данных вместе с полученными нами результатами приводится в табл.1. Необходимые профили линий строились путем осреднения данных 120 пикселей, охватываемых щелью спектрографа для фиксированного интервала длин волн. При этом, однако, пиксели, не содержащие информацию о протуберанце, не учитывались. Выбирались в первую очередь наиболее известные и сильные линии. В случае сравнительно слабых линий особое внимание уделялось отсутствию блендов.

Рассматриваемые спектральные линии приводятся в таблице в порядке увеличения кинетической температуры, при которой они достигают максимальной интенсивности. В первых трех столбцах даются наименование линии, кинетическая температура и молекулярный вес атома. Далее следуют измеренные значения $\Delta\lambda_{1/2}$ и $J_\lambda(\tau_0)$ в ангстремах. Эти значения используются для определения $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$, оптической толщины и $x_{1/2}$. В последнем столбце приводятся значения скорости микротурбулентных движений в предположении, что линия образуется при температуре, равном T_∞ .

Уже беглое знакомство с таблицей позволяет заметить, что значения величины $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}(\tau_0) = W(\tau_0)/x_{1/2}(\tau_0)$ лежат в интервале, который был получен выше теоретически на основе формулы (4) при фойгтовском профиле коэффициента поглощения. Более того, нетрудно видеть, что они находятся ближе к верхнему пределу указанного интервала. Это, во-первых, подтверждает обоснованность применения формулы (4) к рассматриваемым *EUV*-линиям, и, во-вторых, свидетельствует о том, что последние являются оптически тонкими. Значения оптических толщин, приведенные в таблице показывают, что они не превышают 0.3. О смысле и значении полученных результатов речь пойдет ниже, здесь же заметим, что формула (14) дает для кинетической температуры весьма высокие значения. Как известно [1], с такой трудностью сталкивается и классический метод определения скорости микротурбулентных движений. Хотя значения T_∞ в рассматриваемой нами уточненной задаче и ниже тех же значений, которые получаются при классическом подходе, тем не менее они остаются неправдоподобно высокими. На возможные причины такого результата

мы укажем в следующем параграфе. В последнем столбце приводятся значения скоростей микротурбулентных движений в км/с в предположении, что соответствующие спектральные линии формируются при такой температуре, при которой они достигают максимальной интенсивности. Мы видим, что результаты меняются в сравнительно небольших пределах между 25-45 км/с. В большинстве случаев они находятся в интервале 30-40 км/с, не обнаруживая при этом заметной зависимости от T_m . Поэтому полученные значения, по-видимому, можно считать близкими к реальным.

Таблица 1

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ EUV-ЛИНИИ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Линии (Δ)	$\log T_m$	μ	$\Delta\lambda_{1/2}$	$J_\lambda(\tau_0)$	$W/x_{1/2}$	τ_0	$x_{1/2}$	ξ_i
OI 935.193	<4.0	15.999	0.0794	0.1683	2.1185	0.132	0.8560	29.75
SI 1235.624	<4.0	32.06	0.0807	0.1714	2.1243	0.054	0.8434	23.21
SII 996.0	4.5	32.06	0.0849	0.1808	2.1345	0.160	0.8605	29.67
CII 1334.53	4.5	12.01	0.1325	0.2823	2.1338	0.167	0.8616	34.49
CII 1335.71	4.5	12.01	0.1512	0.3196	2.1226	0.284	0.8801	38.51
SIII 1077.13	4.7	32.06	0.0939	0.1998	2.1282	0.224	0.8706	29.98
NII 1089.99	4.7	14.007	0.0976	0.2061	2.1138	0.198	0.8665	30.89
CIII 977.02	4.9	12.01	0.1278	0.2728	2.1349	0.156	0.8598	45.50
SiIV 1393.78	4.9	28.086	0.1152	0.2451	2.1273	0.234	0.8722	28.34
NIII 991.579	5.0	14.007	0.1035	0.2202	2.1299	0.207	0.8680	35.91
SIV 1072.99	5.0	32.06	0.1001	0.2130	2.1288	0.218	0.8697	32.08
SVI 933.38	5.3	32.06	0.0926	0.1970	2.1367	0.138	0.8570	34.55
NV 1238.821	5.4	14.007	0.1123	0.2380	2.1294	0.212	0.8687	30.76
NV 1242.806	5.4	14.007	0.1094	0.2328	2.1379	0.126	0.8550	30.34
OIV 1401.16	5.4	15.999	0.1118	0.2379	2.1280	0.227	0.8711	26.95
OV 1259.54	5.5	15.999	0.1118	0.2380	2.1294	0.212	0.8687	30.4
OV 1218.393	5.5	15.999	0.1177	0.2504	2.1302	0.204	0.8675	32.86
NeV 1145.6	5.6	20.18	0.0851	0.1817	2.1489	0.021	0.8381	25.89
OVI 1031.924	5.6	15.999	0.1280	0.2720	2.1277	0.230	0.8716	42.16
OVI 1037.614	5.6	15.999	0.1217	0.2595	2.1348	0.157	0.8600	40.36

4. *Обсуждение полученных результатов.* Предлагаемый в работе метод весьма прост в применении. Важное место в нем занимает определяемая из наблюдений величина $J_\lambda(\tau_0)/\Delta\lambda_{1/2}$, которая служит индикатором оптической толщины среды, излучающей в данной спектральной линии. Показательно, что измеренные значения указанной величины попадают в предсказываемый теорией узкий интервал. Это наводит на мысль об обоснованности принятия формулы (4) для интенсивности линии. Другой вывод заключается в том, что все выбранные линии являются оптически тонкими и это может рассматриваться как дополнительный аргумент в пользу предположения об отсутствии в них

процессов многократного рассеяния. После определения оптической толщины приближенные формулы (11), (12) позволяют найти $x_{1/2}^{(i)}$ и $W^{(i)}$ и вместе с ними - величины T и ξ_i .

Как и при применении классического метода, трудности возникают при определении кинетической температуры. Последние, как правило, оказываются достаточно высокими. Ввиду важности данного вопроса, остановимся на нем более подробно. Следует начать с того, что данная задача принадлежит к классу обратных, и, следовательно, некорректных задач, в которых большое значение имеет точность наблюдательных данных и устойчивость решения задачи относительно ошибок в указанных данных. В нашем случае недостаточно высокое спектральное разрешение ($\Delta\lambda \approx 0.044\Delta$) и относительная узость линий в EUV области спектра представляют собой основную трудность при определении наблюдаемых значений $J_\lambda(\tau_0)$ и $\Delta\lambda_{1/2}$. Ошибки, совершаемые при аппроксимации профиля линии гауссианом и при определении уровня непрерывного спектра, сравнительно мало влияют на конечный результат.

В поисках возможных причин несоответствия получаемых значений кинетической температуры с реальными значениями следует обратить внимание, по крайней мере, на два важных факта. Во-первых, необходимо учесть, что на профили спектральных линий оказывают влияние также и крупномасштабные движения в протуберанцах. Сказанное в первую очередь относится к линиям, образующимся в сравнительно холодных областях, то есть к линиям, которые характеризуются небольшими значениями T_m . Тот факт, что крупномасштабные движения оказывают существенное влияние на профили линий, отмечался в [4].

Второе замечание касается обычно принимаемого предположения о том, что линии, достигающие максимальной интенсивности при одинаковых значениях T_m , образуются примерно в одних и тех же областях протуберанца. Дело в том, что зависимости интенсивностей таких линий от кинетической температуры могут различаться и потому, вообще говоря, могут различаться и области, в которых они формируются.

В заключение отметим, что предложенный метод в принципе может быть усложнен с тем, чтобы учесть, например, тонкую волокнистую структуру излучающей среды. Это приведет, однако, к появлению дополнительных параметров, подлежащих определению, и к более жестким требованиям к качеству получаемых спектров.

Авторы признательны Ж.Абудараму за предоставление необходимого наблюдательного материала.

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

² Observatoire du Paris-Meudon, France, e-mail: zadig.mouradian@obsppm.fr

ON THE PROBLEM OF DETERMINATION OF THE
MICROTURBULENT VELOCITIES IN PROMINENCESA.G.NIKOGHOSSIAN¹, Z.MOURADIAN²

The classical method for determining the velocity of the microturbulent motions in solar prominences is generalized to take into account a possible opacity of spectral lines. We introduce a new characteristic for a line which allows to determine, for a given mechanism of the line formation, the optical thickness of the radiating region. The method is applied to the lines in the *EUV* domain of the spectrum observed with the spectrograph SUMER in frameworks of the space program SoHO. Comparisons with observational data not only confirm the appropriateness of the line formation mechanism adopted but also enable one to conclude that the optical thicknesses in the treated lines are not high. The difficulties arising in determining the kinetic temperature, and then the microturbulent velocities, are discussed. The values of these velocities estimated by using the lines of different ions are of the order of 30-40 km/s.

Key words: solar prominences: spectral lines formation: microturbulent velocity

ЛИТЕРАТУРА

1. *E.Tandberg-Hanssen*, The Nature of Solar Prominences, Kluver, Dordrecht, 1995.
2. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, 45, 273, 2002.
3. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, 48, 303, 2005.
4. *А.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, 50, 121, 2007.
5. *J.-C.Vial*, in: New Perspectives on Solar Prominences (Eds. D.Webb, D.Rust, B.Schmieder), IAU Coll. 67, ASP Conference Series, v.150, 1998.

О НЕОДНОРОДНОСТЯХ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

А.А.РАЙКОВ¹, В.В.ОРЛОВ², О.Б.БЕКЕТОВ²

Поступила 16 апреля 2010

Принята к печати 26 мая 2010

Для выявления неоднородностей в пространственном распределении 201 источника длинных ($T_0 > 2''$) гамма-всплесков с измеренными красными смещениями z для различных зависимостей метрического расстояния $l(z)$ используется функция распределения попарных расстояний $f(l)$. Эта функция для фрактального множества с размерностью D имеет асимптотику $f(l) \sim l^{D-1}$ при небольших l . Показано, что во всех моделях пространственное распределение источников гамма-всплесков проявляет признаки фрактальности с размерностью $D = 2.2 + 2.5$. Выявлено несколько пространственно обособленных групп источников гамма-всплесков. Группа с экваториальными координатами α от $23^h 56^m$ до $0^h 49^m$ и δ от $+19^\circ$ до $+23^\circ$ в интервале z от 0.81 до 0.94 рассмотрена отдельно.

Ключевые слова: *космология: крупномасштабная структура: фракталы: гамма-всплески*

1. **Введение.** Для исследования крупномасштабной структуры Вселенной используется статистический анализ выборок различных источников излучения. Это галактики, скопления галактик, квазары и сверхновые звезды. В зависимости от выбранного типа источников излучения мы можем исследовать структуру Вселенной на разных масштабах. Например, по галактикам хорошо отслеживаются трехмерные структуры с $z < 0.2$, однако на больших z сказывается неполнота каталогов. Другие объекты (например, квазары и сверхновые) до последнего времени были не пригодны для поиска и исследования крупномасштабных пространственных структур из-за сильной неоднородности выборок. Однако в последние годы в связи с появлением больших однородных обзоров квазары становятся все более привлекательными объектами для изучения пространственного распределения вещества на космологических масштабах. Отметим также, что сверхновые типа Ia являются наиболее точными индикаторами фотометрических расстояний ("стандартными свечами").

В настоящей работе мы впервые ставим целью исследовать крупномасштабное пространственное распределение вещества с использованием в качестве "маркеров" источников гамма-всплесков с измеренными z . Число зарегистрированных гамма-всплесков составляет около 5000 событий, более чем для 1000 из них надежно измерены координаты на небесной сфере

и для 230 объектов (по данным на 10 декабря 2009г.) известны красные смещения. Ясно, что имеющаяся выборка недостаточно значима для использования стандартных методов анализа крупномасштабных структур (см. [1-4]), в число которых входят:

1) метод условной плотности - подсчеты объектов в сферах различных радиусов с центрами в объектах выборки;

2) метод двухточечных корреляционных функций;

3) метод с использованием среднего расстояния до ближайшего соседа.

В данной работе мы предлагаем новый метод, основанный на анализе функции распределения *попарных расстояний*, который позволяет получить количественные оценки фрактальной размерности D даже по небольшим выборкам, таким, как выборка источников гамма-всплесков с известными z .

2. Метод попарных расстояний. Метод состоит в вычислении функции распределения попарных расстояний $f(l)$ для множеств точек, равномерно заполняющих гиперсферу целочисленной размерности (подробно об этом см. в [5], а также ссылки в ней). В частности, было показано, что распределение $f(l)$ для гиперсферы размерности D имеет вид:

$$f(l) = D l^{D-1} (L/2)^{-D} I_{\mu} \left(\frac{D+1}{2}, \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где L - диаметр гиперсферы, $I_{\mu}(p, q)$ - неполная функция Бесселя, а $\mu = 1 - l^2/L^2$. Распределение $f(l)$ при $D=3$ (шар) имеет вид

$$f(l) = \frac{12}{L^6} l^2 (L-l)^2 (2L+l), \quad (2)$$

а при $D=2$ (круг)

$$f(l) = \frac{16}{\pi L^2} \left[\arccos \frac{l}{L} - \frac{l}{L} \sqrt{1 - \frac{l^2}{L^2}} \right]. \quad (3)$$

Из (1) можно показать, что при малых значениях l (где не чувствуется эффект границы) распределение $f(l)$ имеет асимптотику

$$f(l) \sim l^{D-1} \quad (4)$$

(для круга $f(l) \sim l$, а для шара $f(l) \sim l^2$). Естественно предположить, что эта асимптотика сохранится и для фрактальных распределений. Действительно, такое обобщение было сделано в [6,7], где было показано, что при малых значениях l корреляционный интеграл $C(l)$ ведет себя как степенная функция

$$C(l) \sim l^{\nu}. \quad (5)$$

Здесь функция $C(l)$ является интегралом от функции распределения $f(l)$ попарных расстояний между объектами множества. Для нескольких примеров, рассмотренных в [6], было показано, что значения ν и D близки. Наши

дальнейшие рассуждения будут основаны на равенстве $v = D$.

В дальнейшем мы не будем использовать корреляционный интеграл $C(l)$, поскольку дифференциальный закон $f(l)$ более нагляден. Создание массива попарных расстояний позволяет работать с конкретными структурами в пространственном распределении объектов. Данный подход представляется перспективным именно для небольших выборок объектов, поскольку вместо работы с массивом $3N$ координат мы используем массив из $N(N-1)/2$ попарных расстояний, являющихся инвариантными к выбору системы координат. Например, для выборки из 200 точек для статистического анализа мы имеем около 20 000 расстояний вместо 600 координат.

В данной работе описаны результаты применения метода попарных расстояний к имеющейся на сегодняшний день выборке источников гамма-всплесков с измеренными красными смещениями z .

3. *Вычисление метрических расстояний.* Мы применили описанный выше метод к выборке из 201 длинного гамма-всплеска с измеренными красными смещениями из каталога The Gamma-Ray Burst Online Index (<http://lrga.berkeley.edu/grbox> - D.Perley). Для того, чтобы найти метрическое расстояние r до источника гамма-всплеска, нам необходимо задать космологическую модель. Выбор модели существенен, поскольку в общем случае зависимость $r(z)$ не линейна.

Рассмотрим стандартную Λ CDM модель с космологическими параметрами $\Omega_M = 0.28$, $\Omega_\Lambda = 0.72$. Расстояние до объекта с красным смещением z в сопутствующих координатах вдоль луча зрения можно вычислить по следующей формуле (см., [8]):

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{d\xi}{E(\xi)}, \quad (6)$$

где функция $E(\xi)$ имеет вид

$$E(\xi) = \sqrt{\Omega_M (1+\xi)^3 + \Omega_k (1+\xi)^2 + \Omega_\Lambda}, \quad (7)$$

Ω_M , Ω_Λ и Ω_k - космологические параметры плотности для материи, темной энергии и кривизны пространства, H_0 - параметр Хаббла, c - скорость света. В этой модели метрическое расстояние определяется через красное смещение по следующей формуле (см., например, [4]), вытекающей из (6) при $\Omega_k = 0$:

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \int_{1/(1+z)}^1 \frac{dy}{\sqrt{y(\Omega_M + \Omega_\Lambda y^3)}}. \quad (8)$$

Наряду с Λ CDM моделью рассмотрим модель "усталого света". Хотя данная модель сравнительно редко используется в наблюдательной космологии, тем не менее в последние годы она обсуждалась в ряде работ (см., например, Любин и Сэндидж [9], Соррелл [10], Лопес-Корредойра [11]).

По сравнению с Λ CDM моделью в модели "усталого света" гораздо проще вычислять метрические расстояния и, соответственно, попарные расстояния между объектами. Кроме того, в этой модели расстояния имеют вполне определенный физический смысл. В модели "усталого света" формула, аналогичная (8), имеет вид (см., например, Ла Виолетте [12]):

$$r(z) = \frac{c}{H_0} \ln(1+z), \quad (9)$$

а также модель евклидова пространства, в которой зависимость, аналогичная (8) и (9), имеет вид:

$$r(z) = \frac{c}{H_0} z. \quad (10)$$

Все расстояния будем измерять в единицах хаббловского радиуса

$$R_H = \frac{c}{H_0}. \quad (11)$$

Зависимости $r(z)$ показаны на рис.1. Неожиданно выяснилось, что зависимости для первых двух моделей довольно близки, хотя природа красного смещения в этих моделях различна (см. ниже). Таким образом, для некоторых тестов, использующихся в практической космологии, эти две модели трудно различимы. Очевидно, что при малых z все рассмотренные космологические модели имеют асимптотику (10).

Несмотря на близость зависимостей $r(z)$ для Λ CDM модели и модели "усталого света", эти модели радикально отличаются. Модель "усталого света" стационарна, и в ней можно вычислять попарные расстояния через

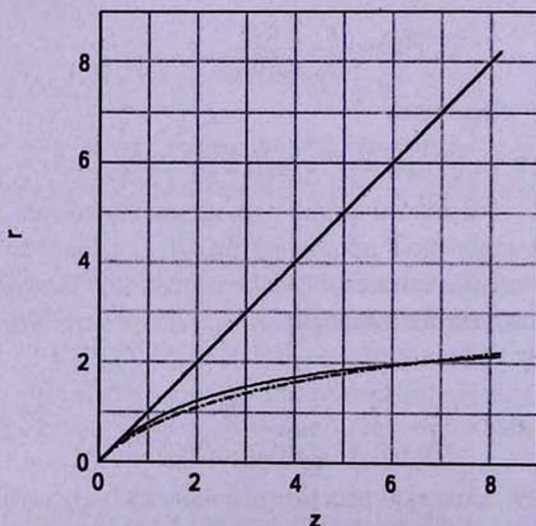


Рис.1. Зависимости метрического расстояния до объекта от красного смещения для трех космологических моделей: сплошная жирная линия соответствует евклидову пространству, сплошная тонкая линия — Λ CDM-модели, штрихпунктирная линия — модели "усталого света".

метрические расстояния с точностью до пекулярных движений. В Λ CDM модели, наряду с пекулярными движениями, присутствует космологическое расширение (эволюция масштабного фактора). Общее расширение влияет на распределение $f(l)$ - "раздувает" его, при этом сохраняя структуру. При вычислении попарных расстояний предполагалась локальная евклидовость пространства и использовалась теорема Пифагора. При таком подходе расстояния между далекими объектами будут определены некорректно, однако в интересующей нас области, где $l \ll L$, погрешности не должны существенно исказить поведение функции $f(l)$. При анализе масштабных обзоров галактик (например, SDSS) эта проблема стоит не столь остро, поскольку объекты имеют небольшие z (в частности, главные галактики в SDSS имеют $z < 0.2$).

Общим для всех рассматриваемых космологических моделей в контексте анализа крупномасштабной структуры Вселенной является вопрос об эволюции этой структуры. Чтобы исследовать эффект эволюции на распределение $f(l)$, мы построили функции $f(l)$ для двух предельных значений красного смещения $z=2, 3$. Оказалось, что форма распределения $f(l)$ и его асимптотическое поведение при малых l слабо зависят от предельного z (см. рис.4-6 и табл.1). Поскольку на данном этапе исследования нас главным образом интересует именно эта асимптотика, мы будем пренебрегать эволюционными эффектами.

Еще один вопрос - репрезентативность используемых выборок. Для рассматриваемых предельных значений $z=2, 3$ числа источников гамма-всплесков равны $N=119, 160$, соответственно (см. подписи к рис.4-6) Числа попарных расстояний $N_2 = N(N-1)/2 = 7021$ и 12720 . Статисти-

Таблица 1

РВЗУЛЬТАТЫ СТЕПЕННОЙ АППРОКСИМАЦИИ ДЛЯ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУАССОНА ДЛЯ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ $z < 2$ И $z < 3$

Модель	Данные наблюдений	Распределение Пуассона	Интервалы аппроксимации
$z < 2, N = 119$			
Евклидово пространство	$D = 2.18 \pm 0.07$	$D = 2.92 \pm 0.32$	$[0, 0.7] R_B$
"Усталый свет"	$D = 2.46 \pm 0.10$	$D = 2.87 \pm 0.21$	$[0, 0.5] R_B$
Λ CDM модель	$D = 2.37 \pm 0.09$	$D = 3.06 \pm 0.25$	$[0, 0.6] R_B$
$z < 3, N = 160$			
Евклидово пространство	$D = 2.21 \pm 0.08$	$D = 2.94 \pm 0.39$	$[0, 0.7] R_B$
"Усталый свет"	$D = 2.50 \pm 0.12$	$D = 3.04 \pm 0.23$	$[0, 0.6] R_B$
Λ CDM модель	$D = 2.43 \pm 0.11$	$D = 3.04 \pm 0.20$	$[0, 0.7] R_B$

ческие погрешности $\sim N_2^{-1/2} \approx 1\%$, т.е. в рассматриваемых областях выборки попарных расстояний можно рассматривать как репрезентативные.

4. Оценки фрактальной размерности распределения гамма-всплесков. На рис.2 представлена зависимость между длительностью всплеска T_{90} и z . Из рисунка видно наличие немногочисленной популяции коротких всплесков ($T_{90} < 2^s$) с красными смещениями $z < 1$ вблизи начала координат. Согласно современным представлениям, короткие и длинные всплески имеют различную природу (см., например, Вусли и Блум [13]). Мы будем рассматривать только длинные гамма-всплески с $T_{90} > 2^s$.

Вычислим метрическое расстояние r до каждого источника гамма-всплеска. Интегральное распределение $F(r)$ представлено на рис.3. Из рисунка видно, что функция $F(r)$ меняется медленнее, чем r^3 . Отметим, что для фрактального распределения с размерностью D функция $F(r) \sim r^D$. На поведение интегрального распределения $F(r)$ влияют два эффекта: 1) наличие неоднородностей в распределении источников гамма-всплесков; 2) рост неполноты выборки по мере удаления от нас. Для более детального анализа этих эффектов будем использовать введенную выше функцию $f(l)$.

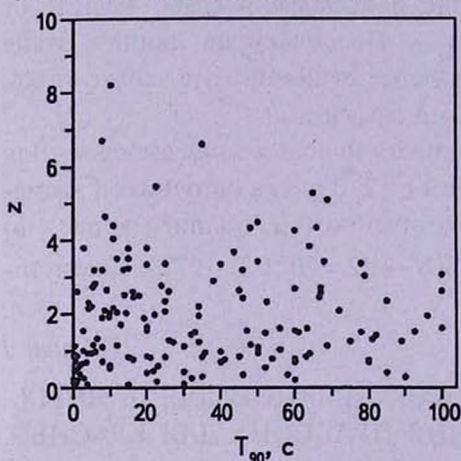


Рис.2. Распределение длительности всплеска T_{90} по z .

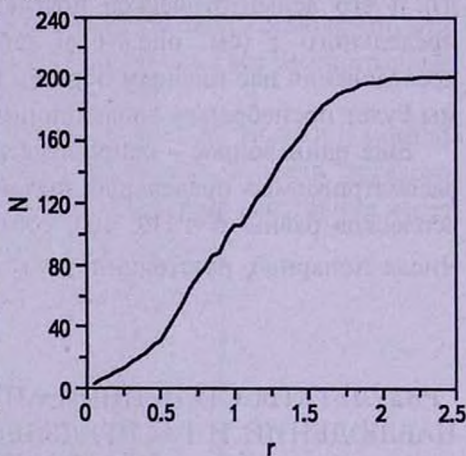


Рис.3. Интегральное распределение гамма-всплесков по метрическому расстоянию в модели "усталого света".

Построим распределение взаимных расстояний $f(l)$ между источниками гамма-всплесков для каждой из трех рассмотренных космологических моделей (см. выше). Эти распределения представлены на рис.4-6 для двух предельных значений красных смещений $z=2, 3$. Мы не рассматриваем более далекие объекты, поскольку при $z > 3$ число источников гамма-всплесков с измеренными z резко уменьшается (см. распределения красных смещений и расстояний до источников на рис. 7). Этот спад, по-видимому, связан с тем, что при больших z регистрируются только мощные всплески,

а всплески меньшей мощности теряются. Этот эффект приводит к возрастающей с z неполноте выборки.

Из рис.4-6 видно, что распределения $f(l)$ для наблюдаемых источников

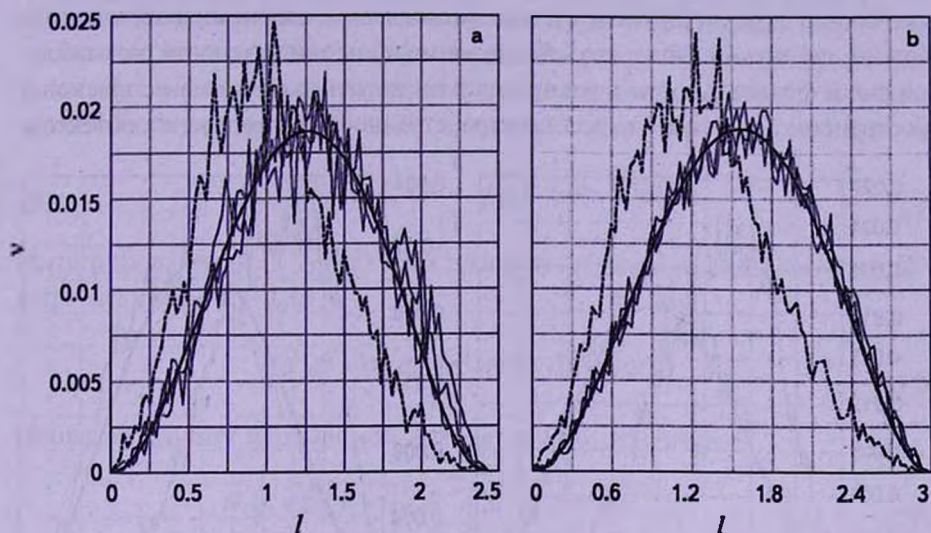


Рис.4. Распределения попарных расстояний $f(l)$ для источников гамма-всплесков с измеренными z (Λ CDM-модель): а) $z < 2$ ($N = 119$); б) $z < 3$ ($N = 160$). Также показаны тонкими линиями три различных реализации распределения $f(l)$ при равномерно случайном распределении N -точек в шаре (распределение Пуассона). Сплошная жирная линия соответствует аналитической зависимости $f(l)$ для пуассоновского распределения.

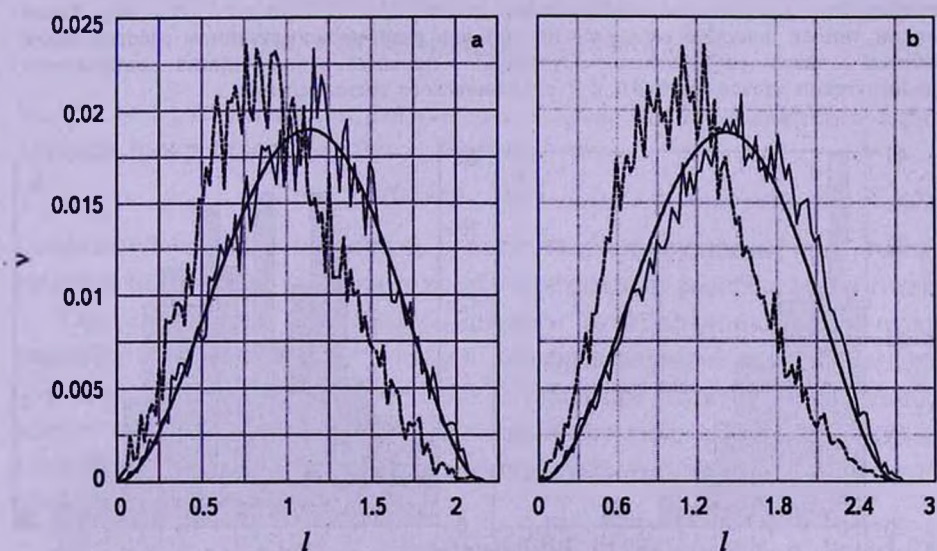


Рис.5. Распределения попарных расстояний $f(l)$ для источников гамма-всплесков с измеренными z (модель "усталого света"): а) $z < 2$ ($N = 119$); б) $z < 3$ ($N = 160$). Также тонкой линией показано распределение $f(l)$ при равномерно случайном распределении N -точек в шаре (распределение Пуассона). Сплошная жирная линия соответствует аналитической зависимости $f(l)$ для пуассоновского распределения.

гамма-всплесков при малых l ведут себя иначе, чем аналогичные функции для равномерно случайного распределения. На рис.4 представлены три реализации равномерно случайного распределения. Они практически не отличаются друг от друга и сильно расходятся с данными наблюдений. Можно сделать вывод, что обнаруженные неоднородности отражают признаки фрактальности в распределении источников гамма-всплесков в пространстве. Заметим, что для пространственного распределения объектов,

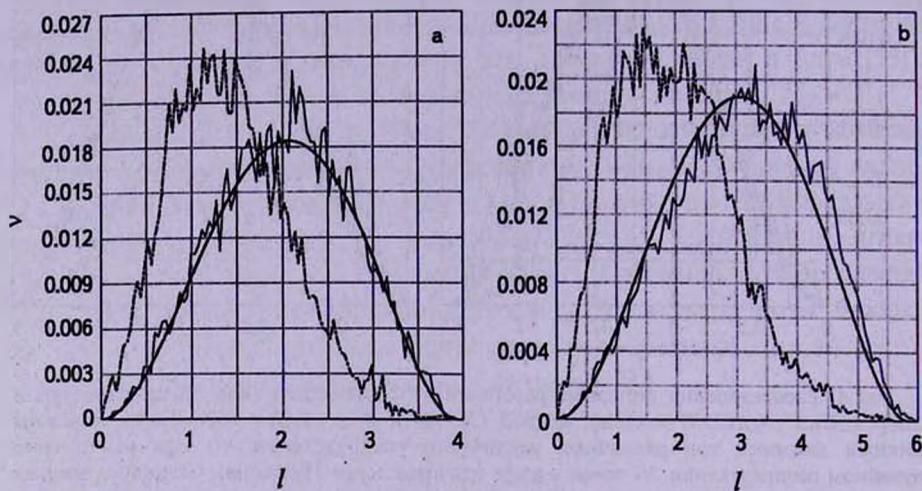


Рис.6. Распределения попарных расстояний $f(l)$ для источников гамма-всплесков с измеренными z (евклидово пространство): а) $z < 2$ ($N = 119$); б) $z < 3$ ($N = 160$). Также тонкой линией показано распределение $f(l)$ при равномерно случайном распределении N -точек в шаре (распределение Пуассона). Сплошная жирная линия соответствует аналитической зависимости $f(l)$ для пуассоновского распределения.

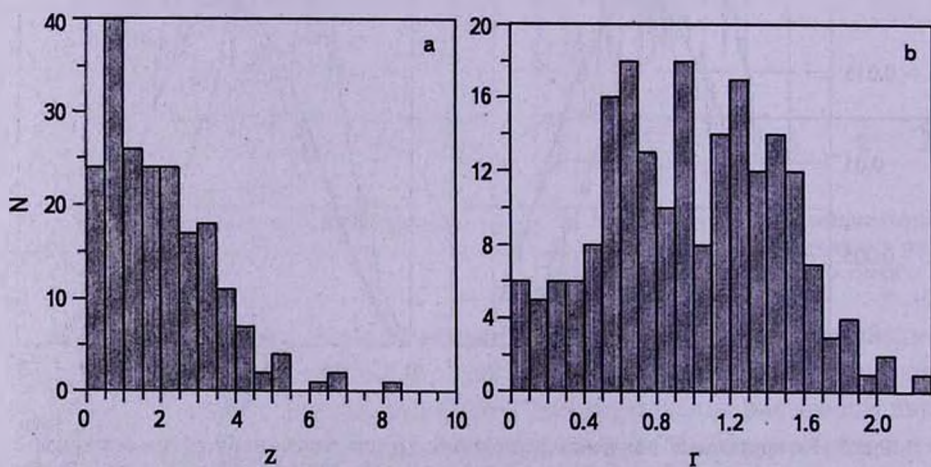


Рис.7. Распределение красных смещений источников гамма-всплесков (а) и расстояний до них в модели "усталого света" (б).

не обладающего признаками фрактальности, например, концентрации объектов с гладким профилем плотности (скажем, политропа с индексом 1), поведение функции $f(l)$ при малых l сходно с равномерно случайным распределением - в частности, оно имеет ту же степенную асимптотику.

Можно показать, что для произвольного сферического распределения точек $n(\rho)$ мы можем найти число пар точек, расстояние между которыми заключено в интервале $[l, l + dl]$ в пределах шара радиусом $r < L/2$:

$$N_1(l, r)dl = 2\pi l^2 dl \int_{l/2}^r n\left(\sqrt{l^2 + r^2 - 2lrt}\right) dt. \quad (12)$$

Интегрирование $N_1(l, r)$ по r дает распределение попарных расстояний в шаре радиусом $R = L/2$:

$$N(l)dl = 4\pi dl \int_{l/2}^R r^2 n(r) N_1(l, r) dr. \quad (13)$$

Проведем замену переменной $u = -2lrt$ в (12). Получим

$$N_1(l, r)dl = -\frac{\pi l}{r} dl \int_{-l^2}^{-2lr} n\left(\sqrt{l^2 + r^2 + u}\right) du. \quad (14)$$

Введем первообразную $v(\rho)$ от функции $n(\rho)\rho$. Тогда

$$N_1(l, r)dl = \frac{2\pi l}{r} dl [v(r) - v(l-r)]. \quad (15)$$

Из (13) имеем

$$N(l)dl = 8\pi^2 l dl \int_{l/2}^R r n(r) [v(r) - v(l-r)] dr. \quad (16)$$

Если $l \ll L$, то мы можем разложить подынтегральное выражение в ряд Тейлора в окрестности точки r . Получим, что

$$N(l) \sim l^2 + o(l^2). \quad (17)$$

Следовательно, для широкого класса гладких функций при $l \ll L$ распределение $f(l) \sim l^2$, как и в случае однородного распределения точек.

Таким образом, если мы наблюдаем суперпозицию сферически симметричных кластеров с гладким (не фрактальным) распределением объектов, мы получаем оценку $D \approx 3$. Значимое отличие наблюдаемой асимптотики от случая $D = 3$ свидетельствует либо о признаках фрактальности, либо о преобладании структур, существенно отличающихся от сферической симметрии.

Результаты степенной аппроксимации представлены в табл.1. В последнем столбце указаны интервалы l , по которым производилась аппроксимация. Приведенные в таблице значения корреляционной размерности D получены из асимптотики $f(l) \sim l^{D-1}$. Значения D для данных наблюдений значимо меньше, чем для равномерно случайного

распределения. Они составляют от 2.2 до 2.5 в зависимости от принятой космологической модели и от принятого предельного красного смещения. Таким образом, можно утверждать, что пространственное распределение источников гамма-всплесков обладает признаками фрактальности на масштабах $l \sim (0.2 + 0.3)L$, по крайней мере, до $z = 2 + 3$. На меньших масштабах проявляется малый объем выборки, а на масштабах, сравнимых с размером системы, существенную роль играет эффект границы.

5. Поиск структур в распределении гамма-всплесков. В рамках одной из моделей (для примера была взята стандартная Λ CDM -модель) были выделены 100 пар объектов с наименьшими значениями взаимных расстояний в трехмерном пространстве. При анализе распределения компонентов пар был выявлен элемент объема с повышенной концентрацией объектов: вытянутая структура с экваториальными координатами $23^{\text{h}}56^{\text{m}} < \alpha < 0^{\text{h}}49^{\text{m}}$ и $19^\circ < \delta < 23^\circ$ (созвездия Рыбы-Андромеда), $z \in [0.81, 0.94]$ (данные о гамма-всплесках из этой структуры даны в табл.2). Оценим вероятность того, что при равномерно случайном распределении N -объектов в шаре радиусом R

Таблица 2

ГРУППА ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ, ВЫДЕЛЕННАЯ МЕТОДОМ БЛИЗКИХ ПАР

Номера гамма-всплесков	α	δ	z
080710	$0^{\text{h}}33^{\text{m}}$	$+19^\circ30'$	0.845
060912A	$0^{\text{h}}21^{\text{m}}$	$+20^\circ58'$	0.937
051022	$23^{\text{h}}56^{\text{m}}$	$+19^\circ36'$	0.809
050824	$0^{\text{h}}49^{\text{m}}$	$+22^\circ37'$	0.83

какие-то n -объекты окажутся в пределах объема V_1 , представляющего собой часть шарового слоя толщиной Δr_1 и площадью основания S_1 . Объем $V_1 \approx S_1 \Delta r_1$. Математическое ожидание числа объектов в объеме V_1 равно

$$\alpha = N \cdot \frac{3S_1 \Delta r_1}{4\pi R^3}. \quad (18)$$

Вероятность встретить в объеме V_1 какое-то число $n_1 \geq n$ объектов оценим по закону Пуассона

$$P(n_1 \geq n) = e^{-\alpha} \sum_{n_1=n}^{\infty} \frac{\alpha^{n_1}}{n_1!}. \quad (19)$$

С учетом того, что внутри шара радиусом R содержится $4\pi R^3/3S_1 \Delta r_1$ неперекрывающихся объемов V_1 , получим оценку вероятности того, что найдется хотя бы один такой объем

$$P \approx \frac{4\pi R^3}{3S_1 \Delta r_1} \cdot P(n_1 \geq n). \quad (20)$$

Для выделенной нами группы источников гамма-всплесков $P \sim 10^{-4}$. Линейный размер этой структуры $\sim 0.2 R_H \sim 800$ Мпк, что, по крайней мере, вдвое превосходит характерный размер "Великой Слоановской Стены" (Готт и др. [14], Парк и др. [15]). Возможно, обнаруженная нами неоднородность является максимальной по размеру структурой в пределах $z < 1$. Каждый 50-й источник гамма-всплеска с известным z принадлежит этой структуре. Отметим, что к основной структуре, образованной четырьмя упомянутыми выше объектами (см. табл.2), примыкает еще несколько источников гамма-всплесков: 981226, 980703, 041006, 040924, 091208B (последний объект был найден совсем недавно).

Кроме того, было обнаружено несколько пар объектов, расстояния между компонентами в которых существенно меньше среднего расстояния до ближайшего соседа при равномерно случайном распределении точек. Наиболее интересный случай - обнаружение пары объектов 060927 и 060522 с красными смещениями 5.467 и 5.11 и с координатами $\alpha_1 = 21^h 58^m$ и $\delta_1 = 5^\circ$; $\alpha_2 = 21^h 32^m$ и $\delta_2 = 3^\circ$. Также были найдены две тройки объектов с $14^h 40^m < \alpha < 15^h 12^m$ и $-12^\circ < \delta < 0^\circ$, $z \in [2.4, 2.7]$; $12^h 40^m < \alpha < 13^h 13^m$ и $8^\circ < \delta < 17^\circ$, $z \in [3.0, 3.6]$. Кроме того, была обнаружена группа из четырех объектов с координатами $16^h 40^m < \alpha < 18^h 40^m$, $40^\circ < \delta < 60^\circ$ (созвездия Геркулес-Дракон), $z \in [0.96, 1.29]$. Если эти концентрации соответствуют крупномасштабным структурам, то их характерные масштабы также сравнимы или превосходят размеры "Великой Слоановской Стены". Можно ожидать, что среди вновь обнаруживаемых гамма-всплесков с измеренными z источники в этих площадках будут встречаться статистически чаще, чем в других участках неба.

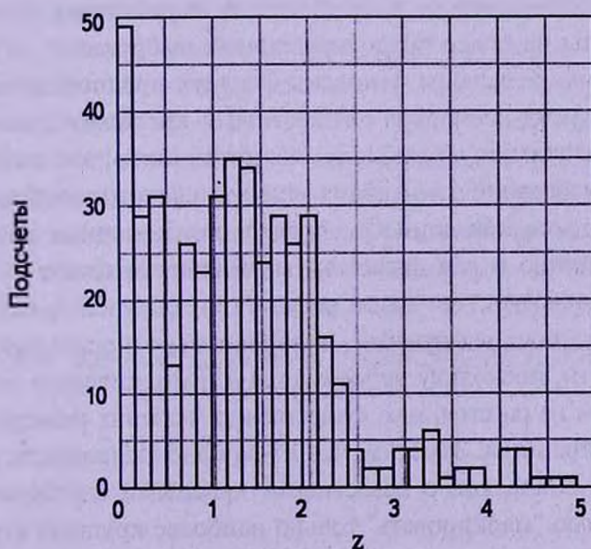


Рис.8. Распределение красных смещений квазаров в площадке, соответствующей элементу объема с повышенной концентрацией источников гамма-всплесков.

В связи с полученными выше результатами представляет интерес исследовать распределение других объектов (в частности, квазаров) в этих областях. Мы провели такое исследование для первого упомянутого выше элемента объема (на рис.8 приведено распределение красных смещений квазаров по данным из 12-го издания каталога Верон-Сетти и Верон 2006г. (см. описание в работе Верон-Сетти и Верон [16]) в пределах указанной выше площадки). Распределение z квазаров немонотонно - оно имеет максимум при $z \approx 1.2$, что несколько больше, чем красные смещения выявленной нами группы источников гамма-всплесков.

6. Дискуссия. Таким образом, изучение пространственного распределения гамма-всплесков с помощью функции $f(l)$ распределения попарных расстояний позволяет (хотя пока и с довольно низким разрешением) выявлять самые крупные пространственные структуры (с размерами до гигапарсек), тогда как анализ распределения галактик (например, из обзора SDSS) позволяет изучать относительно более тонкую структуру с лучшим разрешением. Были выявлены признаки фрактальности распределения источников гамма-всплесков с размерностью $D = 2.2 + 2.5$.

Заметим, что выборка источников гамма-всплесков с измеренными красными смещениями возрастает в настоящее время примерно на 40 объектов в год. Представление результатов по имеющейся выборке (201 объект) является некоторым риском. Тем не менее авторы решили пойти на такой шаг с учетом исторического опыта. Закон Хаббла впервые был сформулирован всего лишь по 24 галактикам (Хаббл, [17]), а Λ CDM модель в космологии появилась в результате статистического исследования выборки из 42 сверхновых (Перлмуттер и др., [18]). В дальнейшем эти выводы были подтверждены на более представительных выборках.

Заметим, что наши выводы основаны на двух предположениях:

1) источники гамма-всплесков с известными красными смещениями составляют репрезентативную выборку, несмотря на то, что имеет место их определенное избегание зоны вблизи галактического экватора;

2) асимптотическое поведение распределения попарных расстояний $f(l) \sim l^{D-1}$ справедливо и для фрактальных множеств точек.

Также важно отметить, что наши результаты, полученные на основе распределения попарных расстояний, инвариантны относительно формы исследуемой области, поскольку используется асимптотическое поведение этого распределения на расстояниях, существенно меньших размера области исследуемого пространства. Заметим, что из-за малочисленности выборки источников гамма-всплесков с известными красными смещениями мы можем с их помощью "маркировать" только наиболее крупные структуры. Более мелкие структуры (с размерами меньше характерного расстояния между соседними гамма-всплесками) будут, как правило, пропускаться

при "маркировке". Можно надеяться, что в недалеком будущем выборка источников гамма-всплесков с измеренными z значительно увеличится и станет возможным более надежно локализовать намеченные структуры, а также "маркировать" структуры на меньших масштабах.

Авторы благодарят Ю.Н.Гнедина, В.Н.Ершова, Н.Г.Макаренко, А.Г.Сергеева, В.В.Цымбала, А.В.Ющенко за ценное обсуждение результатов. Авторы благодарят Н.Г.Макаренко, также за любезно предоставленные ссылки на работы Грассбергера и Прокаччия [6,7]. Один из авторов (В.В.Орлов) благодарит Программу поддержки Ведущих научных школ (грант НШ-3290.2010.2).

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет,
Россия, vor@astro.spbu.ru

NON-HOMOGENEITIES IN THE SPATIAL DISTRIBUTION OF GAMMA-RAY BURSTS

A.A.RAIKOV¹, V.V.ORLOV², O.B.BEKETOV²

In order to reveal possible non-homogeneities in the spatial distribution of long ($T_{90} > 2^s$) gamma-ray bursts we have examined 201 of them with known redshifts. For different functional forms of metric distance $r(z)$, we use the distribution function $f(l)$ of separations between objects. Asymptotically, for small l this function behaves like $f(l) \sim l^{D-1}$ for fractal sets whose fractal dimension is D . It is revealed that for all of the considered forms of $r(z)$ the spatial distribution of gamma-ray burst sources shows signs of fractality with $D = 2.2 \div 2.5$. A few spatially isolated groups of gamma-ray burst sources have been found, one of which has equatorial coordinates α extending from 23^h56^m to 0^h49^m and δ from $+19^\circ$ to $+23^\circ$, its redshifts being within the range of 0.81 to 0.94.

Key words: *cosmology:large-scale structure:fractals:gamma-ray bursts*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Gabrielli, F.Sylos Labini, M.Joyce, L.Pietronero*, Statistical physics of cosmic structures, Springer, 2005.
2. *V.J.Martinez, E.Saar*, arXiv:astro-ph/0209208, 2002.
3. *Ю.Барышев, П.Теерикорни*, arXiv:astro-ph/0505185. 2005.
4. *Н.Л.Васильев*, *Астрофизика*, **51**, 393, 2008.
5. *М.Кендалл, П.Моран*, Геометрические вероятности. М., Наука, 1972.
6. *P.Grassberger, I.Procaccia*, *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 346, 1983.
7. *P.Grassberger, I.Procaccia*, *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **9**, 189, 1983.
8. *D.W.Hogg*, arXiv:astro-ph/9905116v4, 2000.
9. *L.M.Lubin, A.Sandage*, *Astron. J.*, **122**, 1084, 2001.
10. *W.H.Sorrell*, *Astrophys. Space Sci.*, **323**, 205, 2009.
11. *M.Lopez-Corredoira*, arXiv:astro-ph/1002.0323.
12. *P.A.LaViolette*, *Astrophys. J.*, **301**, 544, 1986.
13. *S.E.Woosley, J.S.Bloom*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **44**, 507, 2006.
14. *J.R.Gott III et al.*, *Astrophys. J.*, **624**, 463, 2005.
15. *C.Park et al.*, *Astrophys. J.*, **633**, 11, 2005.
16. *M.P.Veron-Cetty, P.Veron*, *Astron. Astrophys.*, **412**, 399, 2003.
17. *E.Hubble*, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, **15**, issue 3, 168, 1929.
18. *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.

МОДЕЛИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ ВЫСОКОЙ СВЕТИМОСТИ ВОКРУГ ЧЕРНЫХ ДЫР

А.С.КЛЕПНЕВ^{1,2}, Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН^{1,2}

Поступила 25 февраля 2010

Рассматривается стационарная задача аккреции на невращающуюся черную дыру. Учитывается адвекция и используются обобщенные формулы для радиационного давления, описывающие одновременно оптически тонкий и оптически толстый случаи. Делается особый упор на рассмотрение моделей с большой скоростью аккреции. Исследованы свойства глобальных решений для аккреционного диска, описывающих непрерывный переход между оптически толстой внешней и оптически тонкой внутренней областями. Показано существование максимальной температуры диска для модели с параметром вязкости $\alpha = 0.5$. Для модели с $\alpha = 0.01$ показано отсутствие оптически тонких областей при любых значениях мощности аккреции.

Ключевые слова: аккреция: черные дыры - гидродинамика

1. *Введение.* Стандартная модель аккреционного диска [1] базируется на некоторых серьезных упрощающих предположениях. Диск должен быть геометрически тонким и вращаться с кеплеровской угловой скоростью. Эти предположения позволяют пренебречь радиальными градиентами величин и перейти в итоге от дифференциальных уравнений к алгебраическим. Для малых мощностей аккреции $\dot{M}$ это предположение оказывается вполне уместным.

Однако с конца семидесятых годов было показано, что при больших темпах аккреции структура диска может отличаться от стандартной модели. Для решения более общей задачи, в рассмотрение структуры диска была включена адвекция и радиальный градиент давления [2]. Численные решения для аккреционного диска с адвекцией были получены в работах [3,4] для оптически толстого случая.

Локальные решения уравнений без адвекции с использованием общих формул для радиационного излучения и радиационного давления показывают наличие двух типов решений: оптически толстого и оптически тонкого, которые не пересекаются, если $\dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}} \approx (0.6 - 0.9) \dot{M}_{\text{EDD}}$ в случае $\alpha = 1$ и $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ [5]. В этой работе было показано, что для больших мощностей аккреции отсутствуют локальные решения, которые непрерывны во всей области существования диска и имеют кеплеровское вращение. В работе [5] это было объяснено тем, что при мощностях аккреции больше чем $\dot{M}_{\text{cr}}$ адвекция начинает играть важную роль.

Самосогласованное решение для адвективного аккреционного диска с непрерывным описанием всей области между оптически тонким и оптически толстым регионами получено в работе [6]. Решение для адвективного аккреционного диска в настоящей работе строится в тех же физических предположениях, что и в работе [6], для более широкого набора параметров α и $\dot{M}$. При этом используется более точное выражение [7] для эффективной оптической толщины $\tau_* = ((\tau_0 + \tau_\alpha)\tau_\alpha)^{1/2}$. Была написана новая программа численных расчетов, основанных на методе релаксации, с рассмотрением внутренней особой точки по методу, изложенному в Приложении В к работе [4].

2. *Основные уравнения.* Рассмотрим уравнения, описывающие одномерный, усредненный в вертикальном направлении стационарный аккреционный диск. Эти уравнения учитывают эффект адвекции и применимы для любого значения вертикальной оптической толщины диска. Мы используем псевдо-ньютоновское приближение для описания структуры диска вблизи черной дыры, где эффекты ОТО учитываются посредством потенциала Пачинского-Вииты [7].

$$\Phi(r) = -\frac{GM}{r-2r_g}. \quad (1)$$

Здесь M - масса черной дыры, $2r_g = 2GM/c^2$ - гравитационный радиус. Самогравитацией диска пренебрегается.

В нашей модели используется самая простая параметризация тензора вязкости [1]

$$t_{r\phi} = -\alpha P. \quad (2)$$

Закон сохранения массы имеет следующий вид

$$\dot{M} = 4\pi r h \rho v, \quad (3)$$

где $\dot{M}$ - мощность аккреции, $\dot{M} > 0$, h - полутолщина диска.

Равновесие в вертикальном направлении

$$\frac{dP}{dz} = -\rho z \Omega_K^2. \quad (4)$$

Заменяя производную в левой части отношением P/h и, полагая $z=h$, справа для случая геометрически тонкого диска это уравнение можно записать в виде

$$h = \frac{c_s}{\Omega_K}, \quad (5)$$

где $c_s = \sqrt{P/\rho}$ - изотермическая скорость звука.

Уравнения движения имеют вид в радиальном

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + (\Omega^2 - \Omega_K^2)r, \quad (6)$$

и в азимутальном

$$\frac{\dot{M}}{4\pi} \frac{d\ell}{dr} + \frac{d}{dr} (r^2 h t_{r\varphi}) = 0 \quad (7)$$

направлениях, где Ω_K - кеплеровская угловая скорость, $\Omega_K^2 = GM/r(r - 2r_g)^2$, $\ell = \Omega r^2$ - удельный угловой момент и $t_{r\varphi}$ есть (r, φ) -компонента тензора вязкости. Другие компоненты этого тензора считаются пренебрежимо малыми. Вертикально усредненное уравнение сохранения энергии имеет вид

$$Q_{adv} = Q^+ - Q^-, \quad (8)$$

где

$$Q_{adv} = -\frac{\dot{M}}{4\pi r} \left[\frac{dE}{dr} + P \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right], \quad (9)$$

$$Q^+ = -\frac{\dot{M}}{4\pi} r \Omega \frac{d\Omega}{dr} \left(1 - \frac{l_{in}}{l} \right), \quad (10)$$

$$Q^- = \frac{2aT^4c}{3(\tau_\alpha + \tau_0)h} \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} + \frac{2}{3\tau_\alpha^2} \right]^{-1} \quad (11)$$

поток энергии (эрг/см²/с), связанные с адвекцией, вязкой диссипацией и излучением с поверхности, соответственно; T - температура, a - постоянная излучения, τ_0 - томсоновская оптическая толщина, для водородного состава $\tau_0 = 0.4\rho h$. Здесь мы ввели оптическую толщину поглощения,

$$\tau_\alpha = 5.2 \cdot 10^{21} \frac{\rho^2 T^{1/2} h}{acT^4}, \quad (12)$$

и эффективную оптическую толщину

$$\tau_* = [(\tau_0 + \tau_\alpha)\tau_\alpha]^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь мы используем формулу для эффективной оптической толщины τ_* в полном виде, в отличие от предыдущей статьи [4], где авторы пользовались приближенной формулой $\tau_* = (\tau_0\tau_\alpha)^{1/2}$, имея в виду неравенство $\tau_0 \gg \tau_\alpha$.

Уравнение состояния берется для смеси вещества и излучения

$$P_{tot} = P_{gas} + P_{rad}. \quad (14)$$

Здесь газовое давление определяется стандартной формулой

$$P_{gas} = \rho RT, \quad (15)$$

где R - газовая константа.

Выражение для радиационного давления имеет вид

$$P_{rad} = \frac{\alpha T^4}{3} \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} \right] \left[1 + \frac{4}{3(\tau_0 + \tau_\alpha)} + \frac{2}{3\tau_\alpha^2} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Удельная энергия смеси вещества и излучения есть

$$\rho E = \frac{3}{2} P_{gas} + 3 P_{rad}. \quad (17)$$

Выражения для Q^- и P_{rad} , справедливые при любой оптической толще, для случая $\tau_0 \gg \tau_\alpha$ получены в работе [5].

3. *Сингулярные точки.* Согласно [6], написанная система дифференциальных и алгебраических уравнений может быть сведена к двум обыкновенным дифференциальным уравнениям [6]

$$\frac{x}{v} \frac{dv}{dx} = \frac{N}{D}, \quad (18)$$

$$\frac{x}{v} \frac{dc_s}{dx} = 1 - \left(\frac{v^2}{c_s^2} - 1 \right) \frac{N}{D} + \frac{x^2}{c_s^2} \left(\Omega^2 - \frac{1}{x(x-2)^2} \right) + \frac{3x-2}{2(x-2)}. \quad (19)$$

Здесь числитель N и знаменатель D - алгебраические выражения, зависящие от x , v , c_s и l_m , и проведено обезразмеривание этих уравнений. Координата $x = r/r_g$, $r_g = GM/c^2$; скорости v и c_s обезразмеривались относительно скорости света, а удельный угловой момент l_m - относительно величины c/r_g .

Эта система дифференциальных уравнений имеет две сингулярные точки, которые определяются условиями

$$D = 0, \quad N = 0. \quad (20)$$

Внутренняя сингулярная точка расположена вблизи последней устойчивой орбиты с $r = 6r_g$. Внешняя сингулярная точка, расположенная на расстояниях много больших r_g , является артефактом, возникшим вследствие использования нами искусственной параметризации тензора вязкости $t_{r\varphi} = -\alpha P$. Если использовать физически корректную параметризацию $t_{r\varphi} = \rho v r \frac{d\Omega}{dr}$, то внешней особой точки не будет [4].

4. *Метод решения.* Система обыкновенных дифференциальных уравнений решалась конечно-разностным методом, изложенным в работах [9] и [4]. Метод основан на сведении системы дифференциальных уравнений к системе нелинейных алгебраических уравнений, которые решаются с помощью итерационной схемы Ньютона-Рафсона. Важнейшими составляющими метода являются добавление разложения решения вблизи внутренней сингулярной точки и использования l_m как независимой переменной в итерационной схеме [4].

Наше решение не зависит от внешнего граничного условия. Формально, используемый нами численный метод требует задания внешних граничных условий для переменных v и c_s . Однако было обнаружено [4], что этот

метод дает быструю сходимость к сепаратрисе, проходящей через особые точки. И лишь вблизи внешней границы (в нескольких точках сетки) решение будет зависеть от внешних условий.

5. Численные результаты. Были получены численные решения для структуры аккреционного диска в широком диапазоне параметров $\dot{m}$ ($\dot{m} = \dot{M}_c^2 / L_{EDD}$) и α .

Для малых значений мощности аккреции, $\dot{m} < 0.1$, решение для модели с адвекцией, везде, за исключением очень тонкого слоя вблизи внутренней границы диска, имеет $\tau_* \gg 1$, $v \ll c$, и круговую скорость близкую к кеплеровской. На рис.1 представлен график изменения с радиусом радиальной скорости и эффективной оптической толщи для модели с $\alpha = 0.01$ и $\dot{m} = 10$.

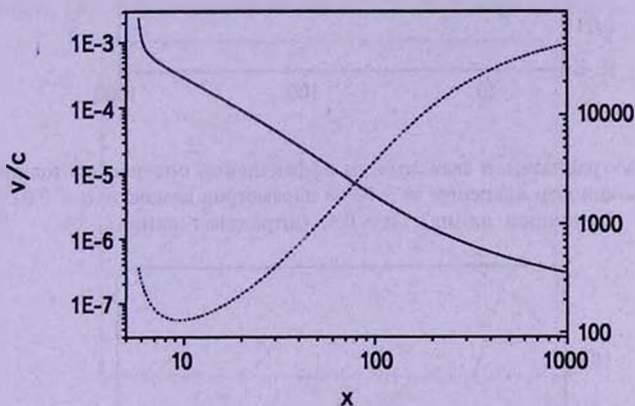


Рис.1. График зависимости от радиуса радиальной скорости потока вещества v (сплошная линия) и эффективной оптической толщи τ_* (штриховая линия) при мощности аккреции $\dot{m} = 10$ и параметре вязкости $\alpha = 0.01$.

При возрастании мощности аккреции ситуация существенным образом меняется. Изменения затрагивают в первую очередь внутреннюю область диска. Именно там в первую очередь начинают играть существенную роль процессы адвекции.

При сверхкритических мощностях аккреции наблюдается следующая картина. На рис.2 и 3 представлены радиальные зависимости эффективной оптической толщи и температуры аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 50$ и различных значений параметра вязкости $\alpha = 0.01, 0.1, 0.4$. Видно, что при больших $\dot{m}$ и α внутренняя часть диска становится оптически тонкой. Вследствие этого наблюдается резкое увеличение температуры аккреционного диска в этой области. Для различных значений α получено решение, непрерывно соединяющее оптически толстую внешнюю и оптически тонкую внутреннюю область диска, аналогично [6].

На графике радиальной зависимости температуры аккреционного диска

видно выделение двух областей. Особенно это заметно для параметра вязкости $\alpha = 0.4$, где видна внутренняя оптически тонкая область с доминированием неравновесного радиационного давления P_{rad} , и внешняя область - оптически толстая с доминированием равновесного радиационного давления.

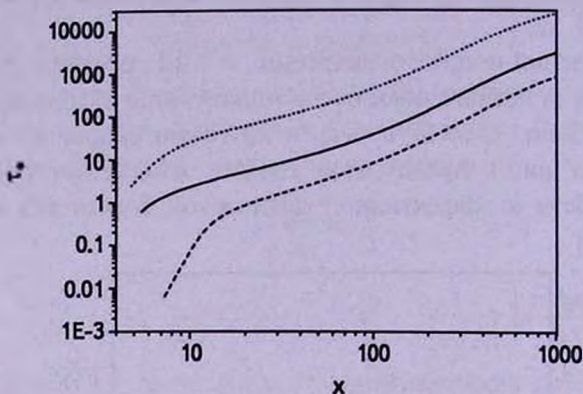


Рис.2. График радиальной зависимости эффективной оптической толщины аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 50$ и параметров вязкости $\alpha = 0.01$ (пунктирная линия), $\alpha = 0.1$ (сплошная линия), $\alpha = 0.4$ (штриховая линия).

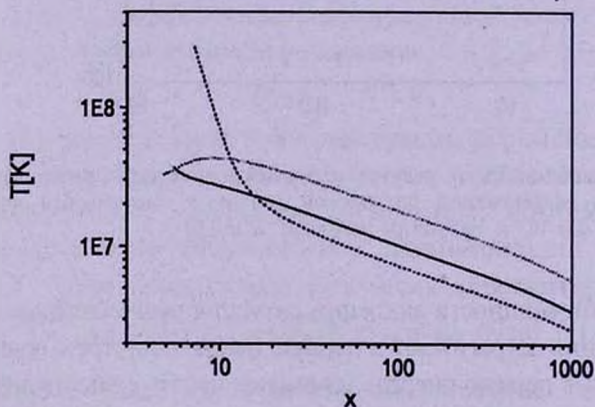


Рис.3. График радиальной зависимости температуры аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 50$ и параметров вязкости $\alpha = 0.01$ (пунктирная линия), $\alpha = 0.1$ (сплошная линия), $\alpha = 0.4$ (штриховая линия).

По-другому дела обстоят при малых значениях параметра вязкости. На рис.4 и рис.5 представлены радиальные зависимости эффективной оптической толщины и температуры аккреционного диска для различных мощностей аккреции и параметра вязкости $\alpha = 0.1$. Из графиков видно, что только небольшая (значительно меньше, чем при $\alpha = 0.4$) внутренняя область становится оптически тонкой при значениях мощности аккреции $\dot{m} \approx 30 - 70$. В случае же $\alpha = 0.01$ оптически тонких областей не будет совсем.

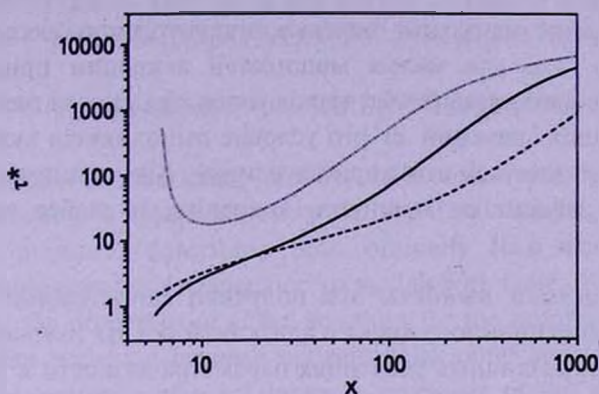


Рис.4. График радиальной зависимости эффективной оптической толщины τ_{eff} аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 8$ (пунктирная линия), $\dot{m} = 30$ (сплошная линия), $\dot{m} = 150$ (штриховая линия), и параметра вязкости $\alpha = 0.1$.

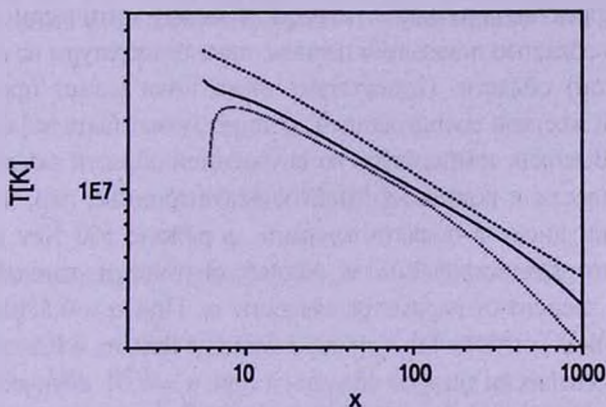


Рис.5. График радиальной зависимости температуры аккреционного диска для мощности аккреции $\dot{m} = 8$ (пунктирная линия), $\dot{m} = 30$ (сплошная линия), $\dot{m} = 150$ (штриховая линия), и параметра вязкости $\alpha = 0.1$.

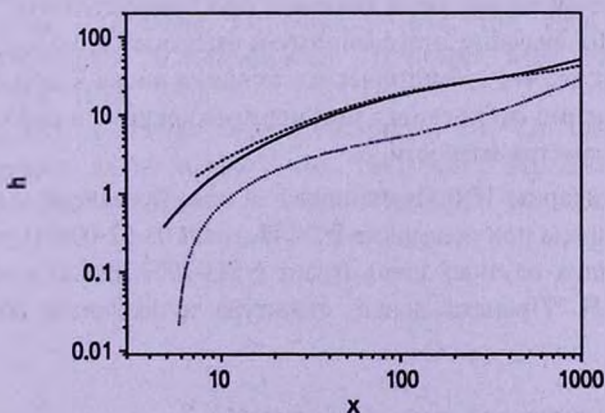


Рис.6. График радиальной зависимости безразмерной полутолщины аккреционного диска для следующих параметров: $\dot{m} = 10$ и $\alpha = 0.01$ (пунктирная линия), $\dot{m} = 50$ и $\alpha = 0.01$ (сплошная линия), $\dot{m} = 50$ и $\alpha = 0.4$ (штриховая линия).

На рис.6 показаны радиальные зависимости полутолщины аккреционного диска h . Видно, что для малых мощностей аккреции приближение геометрически тонкого диска ($h \ll r$) выполняется хорошо для всех областей диска. Для больших значений $\dot{m}$ это условие выполняется хуже, но все равно можно пользоваться этим приближением. Как видно из рисунка, толщина диска зависит от мощности аккреции, и слабее зависит от параметра вязкости α .

6. Обсуждение и выводы. Мы получили единственное решение для структуры аккреционного диска с адвекцией вокруг невращающейся черной дыры при различных значениях параметра вязкости и мощности аккреции. Это решение глобальное, трансзвуковое, и при больших $\dot{m}$ и α характеризуется непрерывным переходом от оптически толстого диска во внешней области к оптически тонкому диску во внутренней области.

Модель с корректно учтенным переходом между оптически толстой и оптически тонкой областью показывает наличие пика температуры во внутренней (оптически тонкой) области. Присутствие этого пика может проявиться в спектре наличием жесткой составляющей, которая может быть зафиксирована в наблюдениях. Высокая температура во внутренней области аккреционного диска может привести к рождению электрон-позитронных пар, и изменить спектр излучения диска в области энергий в районе 500 Kev и выше.

Показано, что существование и размер оптически тонкой области непосредственно зависит от параметра вязкости α . При $\alpha = 0.5$ наблюдается очень существенная оптически тонкая область, при $\alpha = 0.1$ мы имеем незначительную оптически тонкую область, а при $\alpha = 0.01$ оптически тонкой области не наблюдается совсем. Это связано с тем, что при очень больших $\dot{m}$ диск становится оптически толстым за счет большого потока массы. При малых $\dot{m}$ большая оптическая толща связана с большой плотностью внутренних областей диска, имеет минимум при промежуточных значениях $\dot{m}$, и при $\alpha \leq 0.01$ значение этого минимума оказывается больше единицы.

Показано также, что геометрическая толщина диска в данной модели зависит существенно от значения мощности аккреции, и слабее зависит от значения параметра вязкости α .

Авторы благодарны И.В.Игуменцеву за ценные советы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-00491), программы поддержки ведущих научных школ (грант NSH-2977.2008.2) и программы Президиума РАН "Происхождение, структура и эволюция объектов во Вселенной").

¹ Институт космических исследований РАН,

Россия, e-mail: klepnev.alexander@gmail.com gkoghan@iki.rssi.ru

² Московский инженерно-физический институт, Россия

MODELS OF ACCRETION DISKS AROUND
HIGH-LUMINOSITY BLACK HOLESA.S.KLEPNEV^{1,2}, G.S.BISNOVATYI-KOGAN^{1,2}

We consider the stationary problem of accretion onto non-rotating black hole. Advection is taken into account and used bridging formula for the radiation pressure, describing both optically thin and optically thick cases. Emphasizes the consideration of models with large accretion rate. Were considered the properties of global solutions for the accretion disk, describing a continuous transition between optically thick outer and inner optically thin regions. The existence of a maximum temperature of the disk model with a parameter of viscosity $\alpha = 0.5$. For the model with $\alpha = 0.01$ shows the absence of optically thin regions for any value of the power of accretion.

Key words: *accretion: black holes - hydrodynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A.Abramowicz, B.Czerny, J.P.Lasota, E.Szuszkievicz, *Astrophys. J.*, 332, 646, 1988.
2. Y.V.Artemova, G.S.Bisnovaty-Kogan, G.Bjornsson, I.D.Novikov, *Astrophys. J.*, 456, 119, 1996.
3. I.V.Artemova, G.S.Bisnovaty-Kogan, I.V.Igumenshchev, I.D.Novikov, *Astrophys. J.*, 549, 1050, 2001.
4. Y.V.Artemova, G.S.Bisnovaty-Kogan, I.V.Igumenshchev, I.D.Novikov, *Astrophys. J.*, 637, 968, 2006.
5. L.-H.Chen, J.-M.Wang, *Astrophys. J.*, 614, 101, 2004.
6. I.V.Igumenshchev, M.A.Abramowicz, I.D.Novikov, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 298, 1069, 1998.
7. B.Paczynski, P.J.Wilta, *Astron. Astrophys.*, 88, 23, 1980.
8. B.Paczynski, G.S.Bisnovaty-Kogan, *Acta Astr.*, 31, 283, 1981.
9. N.I.Shakura, R.A.Sunyaev, *Astron. Astrophys.*, 24, 337, 1973.

УРАВНЕНИЕ ВОЛЬТЕРРА ДЛЯ МАТРИЧНОЙ ФУНКЦИИ ИСТОЧНИКОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ

А.В.ДЕМЕНТЬЕВ

Поступила 10 марта 2010

Принята к печати 26 мая 2010

Рассматривается матричное уравнение переноса, которое описывает многократное резонансное рассеяние излучения в спектральной линии в полубесконечной атмосфере с равномерно распределенными источниками первичного излучения. Для этого уравнения получен матричный нелинейный интеграл, обобщающий двухточечный Q -интеграл Райбики. Частным случаем матричного Q -интеграла является уравнение Вольтерра для матричной функции источников рассматриваемой задачи. При доплеровском профиле коэффициента поглощения уравнение Вольтерра решено численно. Для выходящего излучения получены некоторые поляризационные характеристики.

Ключевые слова: *резонансное рассеяние: функция источников:
доплеровский профиль*

1. *Введение.* В недавней работе [1] было получено матричное обобщение двухточечного Q -интеграла Райбики и рассмотрены некоторые его приложения к задаче о многократном рэлеевском (молекулярном) рассеянии в полубесконечной атмосфере, в которой равномерно распределены источники частично поляризованного излучения (так называемая стандартная задача). В частности, из матричного $\hat{Q}$ -интеграла было выведено уравнение Вольтерра для матричной функции источников. В настоящей работе мы выводим это уравнение для матричной функции источников в аналогичной задаче о многократном резонансном рассеянии в спектральной линии. При этом, в отличие от [1], мы используем матричное уравнение переноса, записанное в несколько ином виде, а также другим способом определяем матричный двухточечный $\hat{Q}$ -момент, входящий в соотношение для $\hat{Q}$ -интеграла. Для доплеровского профиля коэффициента поглощения мы приводим результаты расчета матричной функции источников, полученные на основе численного решения уравнения Вольтерра. С помощью найденной матричной функции источников рассчитаны поляризационные характеристики выходящего из атмосферы излучения.

2. *Основные уравнения.* Поле диффузного излучения в рассматриваемой задаче может быть найдено с помощью матрицы Стокса $\hat{I}(\tau, z)$,

которая является решением матричного уравнения переноса

$$z \frac{\partial \hat{I}(\tau, z)}{\partial \tau} = \hat{I}(\tau, z) - \hat{S}(\tau) \quad (1)$$

и удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\hat{I}(0, z) = \hat{0}, \quad z < 0; \quad \hat{I}(\tau, z) e^{-\tau/z} \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} \hat{0}, \quad z > 0. \quad (2)$$

Здесь переменная τ является усредненной по линии оптической глубиной, а переменная $z = \mu/\phi(x)$, где μ - косинус угла между направлением распространения излучения и внешней нормалью к границе атмосферы, x - частота излучения, отсчитанная от центра линии и измеренная в доплеровских ширинах, а ϕ - профиль коэффициента поглощения в линии. Матричная функция источников $\hat{S}(\tau)$ имеет вид

$$\hat{S}(\tau) = \hat{S}_0(\tau) + \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \hat{G}(z') \hat{I}(\tau, z'). \quad (3)$$

При этом $\hat{S}_0(\tau)$ описывает первичные источники излучения, а

$$\hat{G}(z) = 2 \int_{x(z)}^{+\infty} dx \phi^2(x') \hat{\psi}[z \phi(x')], \quad (4)$$

где функция $x(z)$ определяется равенствами

$$\begin{aligned} x(z) &= 0, & |z| &\leq 1/\phi(0) \\ \phi(x(z)) &= 1/|z|, & |z| &> 1/\phi(0). \end{aligned} \quad (5)$$

Матрица $\hat{\psi}(\mu)$ называется характеристической и имеет следующий вид:

$$\hat{\psi}(\mu) = \frac{\lambda}{2} \begin{pmatrix} 1 & \sqrt{\frac{W}{8}}(1 - 3\mu^2) \\ \sqrt{\frac{W}{8}}(1 - 3\mu^2) & \frac{W}{4}(5 - 12\mu^2 + 9\mu^4) \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Здесь λ - вероятность выживания фотона при рассеянии, которая в атмосфере считается постоянной, а W - параметр деполяризации, определяемый квантовыми числами уровней, при переходах между которыми возникает рассматриваемая линия ($0 \leq W \leq 1$). Отметим, что матрица $\hat{G}(z)$ является четной и симметричной, т.е.

$$\hat{G}(-z) = \hat{G}(z), \quad \hat{G}^T(z) = \hat{G}(z), \quad (7)$$

где символ T означает транспонирование.

Следуя [1], будем рассматривать следующую матрицу первичных источников:

$$\hat{S}_0(\tau) = \hat{S}_0 = \hat{e}^{1/2} = \text{diag}(\sqrt{1-\lambda}, \sqrt{1-0.7W\lambda}). \quad (8)$$

Такие первичные источники, по терминологии [2], соответствуют стандартной задаче. Если подставить формальное решение уравнения (1)

$$\hat{I}(\tau, z) = \int_{\tau}^{\infty} d\tau' e^{-(\tau'-\tau)/z} \hat{S}(\tau')/z, \quad z > 0 \quad (9)$$

$$\hat{I}(\tau, z) = -\int_0^{\tau} d\tau' e^{-(\tau'-\tau)/z} \hat{S}(\tau')/z, \quad z < 0 \quad (10)$$

в (3), то получится интегральное уравнение для функции источников

$$\hat{S}(\tau) = \hat{\varepsilon}^{1/2} + \int_0^{\infty} d\tau' \hat{K}_1(\tau - \tau') \hat{S}(\tau'), \quad (11)$$

где ядерная матрица $\hat{K}_1(\tau)$ имеет вид

$$\hat{K}_1(\tau) = \int_0^{\infty} dz e^{-|\tau|/z} \hat{G}(z)/z. \quad (12)$$

При этом для матриц $\hat{K}_1(\tau)$ и $\hat{G}(z)$ выполняется нормировка

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \hat{K}_1(\tau) = 2 \int_0^{\infty} dz \hat{G}(z) = \text{diag}(\lambda, 0.7 W \lambda) = \hat{E} - \hat{\varepsilon}. \quad (13)$$

Здесь $\hat{E}$ - единичная матрица, а $\hat{\varepsilon} = \text{diag}(1 - \lambda, 1 - 0.7 W \lambda)$.

Подробное обсуждение приведенных выше формул дано в работе [2].

3. *Вывод уравнения Вольтерра для $\hat{S}(\tau)$.* Запишем уравнение переноса (1) в следующих двух видах:

$$z \frac{\partial \hat{I}(\tau + \tau_1, z)}{\partial \tau} = \hat{I}(\tau + \tau_1, z) - \hat{S}(\tau + \tau_1), \quad (14)$$

$$-z \frac{\partial \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -z)}{\partial \tau} = \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -z) - \hat{S}^T(\tau + \tau_2). \quad (15)$$

Домножим обе части (14) слева на матрицу $\hat{G}(z)$, а затем получившееся уравнение перемножим "крест-накрест" на (15). В результате имеем

$$\begin{aligned} & -z \frac{\partial \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -z)}{\partial \tau} \hat{G}(z) \hat{I}(\tau + \tau_1, z) + z \frac{\partial \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -z)}{\partial \tau} \hat{G}(z) \hat{S}(\tau + \tau_1) = \\ & = z \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -z) \hat{G}(z) \frac{\partial \hat{I}(\tau + \tau_1, z)}{\partial \tau} - z \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \hat{G}(z) \frac{\partial \hat{I}(\tau + \tau_1, z)}{\partial \tau}. \end{aligned} \quad (16)$$

Преобразуя (16), получим соотношение

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\hat{I}^T(\tau + \tau_2, -z) \hat{G}(z) \hat{I}(\tau + \tau_1, z) \right] = \\ & = \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \hat{G}(z) \frac{\partial \hat{I}(\tau + \tau_1, z)}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{I}^T(\tau + \tau_2, -z)}{\partial \tau} \hat{G}(z) \hat{S}(\tau + \tau_1). \end{aligned} \quad (17)$$

Введем оператор $\langle \rangle$ усреднения по z произведения двух матриц

$$\langle \hat{U}(z) \hat{V}(z) \rangle \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} dz \hat{U}(z) \hat{G}(z) \hat{V}(z) \quad (18)$$

и определим двухточечный матричный момент $\hat{Q}(\tau_1, \tau_2)$ следующим образом:

$$\hat{Q}(\tau_1, \tau_2) = \langle \hat{I}^T(\tau_2, -z) \hat{I}(\tau_1, z) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \hat{I}^T(\tau_2, -z) \hat{G}(z) \hat{I}(\tau_1, z). \quad (19)$$

Отметим, что для скалярной задачи о резонансном рассеянии в линии усреднение с весовой функцией $G(z)$, аналогичное (19), было определено в [3].

Проинтегрируем обе части соотношения (17) по z в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ и учтем (3), (8), а также симметричность матрицы $\hat{G}(z)$. В результате получим

$$\frac{\partial \hat{Q}(\tau + \tau_1, \tau + \tau_2)}{\partial \tau} = \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \frac{\partial \hat{S}(\tau + \tau_1)}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{S}^T(\tau + \tau_2)}{\partial \tau} \hat{S}(\tau + \tau_1), \quad (20)$$

и далее, интегрируя, находим

$$\hat{Q}(\tau + \tau_1, \tau + \tau_2) = \hat{S}^T(\tau + \tau_2) \hat{S}(\tau + \tau_1) + \hat{C}, \quad (21)$$

где $\hat{C}$ - постоянная интегрирования.

Матрицу $\hat{C}$ можно найти следующим образом. Положим в уравнении переноса (1) $\tau = \infty$. Это дает

$$\hat{I}(\infty, z) = \hat{S}(\infty). \quad (22)$$

Здесь мы учли тот факт, что при $\tau \rightarrow \infty$ интенсивность излучения, которая определяется матрицей $\hat{I}(\tau, z)$, стремится к равновесной, поэтому

$$\frac{\partial \hat{I}(\tau, z)}{\partial \tau} \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} \hat{0}. \quad (23)$$

Если в интегральном уравнении (11) произвести замену переменной $t \equiv \tau - \tau'$ и положить $\tau = \infty$, то с учетом нормировки матрицы $\hat{K}_1(\tau)$ из соотношения (13) получим, что

$$\hat{S}(\infty) = \hat{E}^{-1/2}. \quad (24)$$

При помощи этого равенства и нормировки матрицы $\hat{G}(z)$, даваемой (13), из определения (19) находим следующее соотношение:

$$\hat{Q}(\infty, \infty) = \hat{E}^{-1/2} \left(\hat{E} - \hat{E} \right) \hat{E}^{-1/2}. \quad (25)$$

Наконец, сравнивая с величиной $\hat{Q}(\infty, \infty)$, получающейся из (21), видим, что $\hat{C} = -\hat{E}$. Окончательно (21) дает матричный двухточечный $\hat{Q}$ -интеграл

$$\hat{S}^T(\tau_2) \hat{S}(\tau_1) = \hat{Q}(\tau_1, \tau_2) + \hat{E}. \quad (26)$$

В выражении (26) положим $\tau_1 = \tau_2 = 0$. Учитывая первое из граничных условий (2), получим

$$\hat{Q}(0, 0) = \hat{0}, \quad (27)$$

так что

$$\hat{S}^T(0)\hat{S}(0) = \hat{E}. \quad (28)$$

Точно так же при $\tau_1 = \tau$ и $\tau_2 = 0$ имеем

$$\hat{S}^T(0)\hat{S}(\tau) = \int_{-\infty}^0 dz \hat{I}^T(0, -z)\hat{G}(z)\hat{I}(\tau, z) + \hat{E}. \quad (29)$$

После замены переменной $-z \rightarrow z$ получаем, что

$$\hat{S}^T(0)\hat{S}(\tau) = \int_0^{\infty} dz \hat{I}^T(z)\hat{G}(z)\hat{I}(\tau, -z) + \hat{E}. \quad (30)$$

Здесь мы воспользовались четностью матрицы $\hat{G}(z)$ и ввели обозначение $\hat{I}(0, z) = \hat{I}(z)$. Интегрирование (9) два раза по частям дает

$$\hat{I}(\tau, z) = \hat{S}(\tau) + z \frac{d\hat{S}(\tau)}{d\tau} + z \int_{\tau}^{\infty} d\tau' e^{-(\tau'-\tau)/z} \frac{d^2 \hat{S}(\tau')}{d\tau'^2}, \quad (31)$$

поэтому

$$\hat{I}(0) = \hat{S}(0). \quad (32)$$

Учитывая соотношение (28), домножим (30) слева на $\hat{S}(0)$. В результате получим, что

$$\hat{S}(\tau) = \int_0^{\infty} dz \hat{H}^T(z)\hat{G}(z)\hat{I}(\tau, -z) + \hat{S}(0), \quad (33)$$

где введено обозначение

$$\hat{H}(z) = \hat{I}(z)\hat{S}^T(0) = \hat{I}(z)\hat{I}^T(0). \quad (34)$$

Отметим, что матрица $\hat{H}(z)$ является обобщением известной в скалярной теории переноса H -функции. Обсуждение связи матриц $\hat{H}$ и $\hat{I}$ смотри в работе [4] (там рассмотрен случай монохроматического рэлеевского рассеяния). Подставим в (33) вместо $\hat{I}(\tau, -z)$ выражение (10) и изменим порядок интегрирования. В результате получим искомое уравнение Вольтерра для матричной функции источников

$$\hat{S}(\tau) = \hat{S}(0) + \int_0^{\tau} d\tau' \hat{N}(\tau - \tau')\hat{S}(\tau'), \quad (35)$$

где

$$\hat{N}(\tau) = \int_0^{\infty} dz e^{-\tau/z} \hat{H}^T(z)\hat{G}(z)/z. \quad (36)$$

4. Численное интегрирование уравнения Вольтерра. Уравнение (35) было нами проинтегрировано численно для доплеровского профиля коэффициента поглощения

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2}. \quad (37)$$

Вычисления проводились при нескольких значениях вероятности выживания фотона λ . Принималось, что параметр деполяризации $W = 1$. Опишем методику вычислений.

Отрезок интегрирования в (35) разбивается на n частей узлами $0 = \tau_1 < \tau_2 < \dots < \tau_{n+1} = \tau$. Искомая матричная функция источников представляется в виде кусочно-линейной функции

$$\hat{S}(\tau) = \sum_{l=1}^n \hat{\sigma}_l(\tau - \tau_l), \quad (38)$$

где

$$\hat{\sigma}_l(\tau - \tau_l) = \begin{cases} \hat{S}(\tau_l) + \hat{B}_l(\tau - \tau_l), & \tau \in [\tau_l, \tau_{l+1}] \\ 0, & \tau \notin [\tau_l, \tau_{l+1}]. \end{cases} \quad (39)$$

Вводя обозначение $\hat{S}_l = \hat{S}(\tau_l)$ и пользуясь непрерывностью $\hat{S}(\tau)$ в узлах, можно записать, что

$$\hat{B}_l = \frac{\hat{S}_{l+1} - \hat{S}_l}{\tau_{l+1} - \tau_l}. \quad (40)$$

Введем следующие обозначения:

$$\hat{N}_2(\tau_k, \tau_l, \tau_j) \equiv \int_{\tau_j}^{\tau_l} d\tau \hat{N}(\tau_k - \tau) = \int_0^\infty dz \hat{H}^T(z) \hat{G}(z) e^{-\tau_k/z} [e^{\tau_l/z} - e^{\tau_j/z}], \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \hat{N}_3(\tau_k, \tau_l, \tau_j) &\equiv \int_{\tau_j}^{\tau_l} d\tau \hat{N}(\tau_k - \tau) \tau = \\ &= \int_0^\infty dz \hat{H}^T(z) \hat{G}(z) e^{-\tau_k/z} \left[(\tau_j - z) e^{\tau_l/z} - (\tau_l - z) e^{\tau_j/z} \right]. \end{aligned} \quad (42)$$

Подставим представление (38) в уравнение (35), произведя в соответствующих интегралах замену переменной $t = \tau' - \tau_l$. Тогда получим следующие формулы для последовательного вычисления значений матричной функции источников в узлах:

$$\left[\hat{E} - \frac{\hat{N}_3(\tau_2 - \tau_1, 0, \tau_2 - \tau_1)}{\tau_2 - \tau_1} \right] \hat{S}_2 = \left[\hat{E} + \hat{N}_2(\tau_2 - \tau_1, 0, \tau_2 - \tau_1) - \frac{\hat{N}_3(\tau_2 - \tau_1, 0, \tau_2 - \tau_1)}{\tau_2 - \tau_1} \right] \hat{S}_1, \quad (43)$$

$$\begin{aligned} &\left[\hat{E} - \frac{\hat{N}_3(\tau_l - \tau_{l-1}, 0, \tau_l - \tau_{l-1})}{\tau_l - \tau_{l-1}} \right] \hat{S}_l = \\ &= \hat{S}_1 + \left[\hat{N}_2(\tau_l - \tau_{l-1}, 0, \tau_l - \tau_{l-1}) - \frac{\hat{N}_3(\tau_l - \tau_{l-1}, 0, \tau_l - \tau_{l-1})}{\tau_l - \tau_{l-1}} \right] \hat{S}_{l-1} + \\ &+ \sum_{k=1}^{l-2} \left[\hat{N}_2(\tau_l - \tau_k, 0, \tau_{k+1} - \tau_k) \hat{S}_k + \hat{N}_3(\tau_l - \tau_k, 0, \tau_{k+1} - \tau_k) \hat{B}_k \right]. \end{aligned} \quad (44)$$

Формула (44) используется при $i \geq 3$. Значения элементов $\hat{S}_i$ считаются известными из (32). Далее опишем, каким образом вычислялись интегралы вида (41) и (42).

Матрица $\hat{G}(z)$ рассчитывалась следующим образом. Промежуток интегрирования в (4) разбивался на две части $[x(z), x_s]$ и $[x_s, \infty)$. Чтобы избежать интегрирования в бесконечных пределах, в интегралах по полубесконечному промежутку производилась замена переменной $x' = \operatorname{tg} u$. Подынтегральные функции в рассматриваемых интегралах в случае доплеровского профиля убывают очень быстро, поэтому выбиралось $x_s \leq 10$. При достаточно больших значениях $x(z)$ выбиралось $x_s = x(z)$, и промежуток интегрирования в интегралах (4) оставался исходным. Интегралы в конечных пределах вычислялись по составной квадратурной формуле Симпсона с использованием экстраполяции Ричардсона, описанной, например, в [5].

В соответствии с (34), чтобы найти матрицу $\hat{H}(z)$, необходимо знать матрицу $\hat{I}$. Как показано в [2], $\hat{I}$ -матрица удовлетворяет нелинейному интегральному уравнению Амбарцумяна-Чандрасекара. В нашем случае это уравнение записывается в следующем виде:

$$\hat{I}^{-1}(z) = \hat{\epsilon}^{1/2} + \int_0^\infty \frac{z' dz'}{z + z'} \hat{I}^T(z') \hat{G}(z'). \quad (45)$$

Уравнение (45) решалось итерациями типа Гаусса-Зейделя по той же схеме, что и в работе [6], где $\hat{I}$ -матрица находилась для фойгтовского профиля коэффициента поглощения.

Для выбора узлов z_k , $k = 1, 2, \dots$, в которых из решения уравнения (45) находятся значения $\hat{I}(z)$, использовалась нормировка матрицы $\hat{G}(z)$, даваемая формулой (13). Именно, эти узлы выбирались таким образом, чтобы интегральные суммы

$$2 \sum_k A_k \hat{G}(z_k) \quad (46)$$

отличались бы от элементов матрицы $\operatorname{diag}(\lambda, 0.7\lambda)$ не более, чем на заданную погрешность δ (A_k - коэффициенты квадратурной формулы). Эти же узлы и та же квадратурная формула далее используются для вычисления интегралов, стоящих в правой части (45), а также интегралов вида (41) и (42) (о применяемой квадратурной формуле смотри в [6]). При этом рассмотрение поведения подынтегральных функций на соответствующих промежутках интегрирования дает основания предполагать, что точность вычисления этих интегралов тоже будет иметь порядок δ . Исходный промежуток интегрирования мы разбивали на две части $[0, 1/\phi(0)]$ и $[1/\phi(0), \infty)$, и далее полубесконечный промежуток сводился к $[0, \sqrt{\phi(0)}]$ заменой переменной $u = z^{-1/2}$. Выбор узлов квадратурной формулы

обеспечивал $\delta < 10^{-7}$.

5. Результаты вычислений. Результаты расчета элементов матричной функции источников $\hat{S}(\tau)$ при разных значениях λ представлены на рис.1. При $\lambda=1$ результаты наших расчетов можно сопоставить с результатами, полученными в работе [7], где $\hat{S}(\tau)$ находилась из уравнения (11). В указанной работе использовалась равномерная сетка узлов по $\log \tau$, так что $\tau_1 = 0$, $\tau_2 = 10^{-3}$, $\tau_{n+1} = 10^4$, и на декаду бралось по 30 узлов. При этом, как указывается в [7], расчет дает 4 верных значащих цифры. Сравнение наших данных, полученных на такой же сетке узлов, с данными, приведенными в [7] в табл.1, показывает следующее. В элементе S_{22} совпадают все четыре цифры при всех рассматриваемых τ ; в элементе S_{11} имеются расхождения в несколько единиц четвертого знака при τ , больших ≈ 10 ; такие же расхождения получаются в элементе S_{12} при τ , больших ≈ 1 . В элементе S_{21} расхождения в четвертом знаке начинаются при τ больших ≈ 1 , в третьем - при τ больших ≈ 10 , во втором - при τ больших ≈ 100 . Отметим, что $S_{21}(100) \approx 4 \cdot 10^{-4}$ и убывает быстрее, чем $\tau^{-1/2}$ при $\tau \rightarrow \infty$ (см. [7], формула (97)).

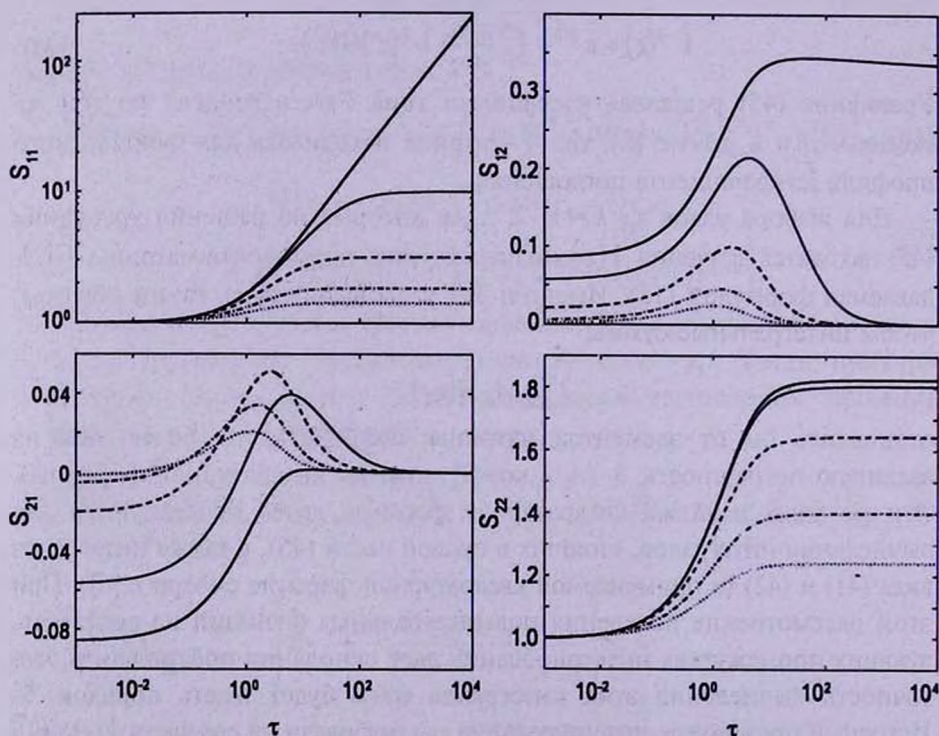


Рис.1. Зависимость элементов матричной функции источников $\hat{S}$ от оптической глубины в атмосфере τ . Толстые сплошные линии соответствуют $\lambda = 1.0$, тонкие сплошные - $\lambda = 0.99$, штриховые - $\lambda = 0.9$, штрих-пунктирные - $\lambda = 0.7$, пунктирные - $\lambda = 0.5$.

Для контроля точности вычислений можно использовать выражение (9) при $\tau = 0$, которое после подстановки в него функции источников в виде (38) и отбрасывания интеграла по промежутку $[\tau_{n+1}, \infty)$, в результате элементарного интегрирования превращается в следующее приближенное равенство:

$$\hat{I}(z) \approx \sum_{l=1}^n \left[\left(\hat{S}_l + z \hat{B}_l \right) e^{-\tau_l/z} - \left(\hat{S}_{l+1} + z \hat{B}_l \right) e^{-\tau_{l+1}/z} \right]. \quad (47)$$

Полученные таким образом значения $\hat{I}(z)$, в принципе, должны совпадать со значениями этой матрицы, которые находятся из решения уравнения Амбарцумяна - Чандрасекара (45) и используются, в итоге, для расчета правой части (47). К примеру, если $z = 1/\phi(0) = \sqrt{\pi}$, то при использовании вышеупомянутой сетки узлов в элементах I_{11} и I_{22} получается совпадение в пределах пяти, а в элементах I_{12} и I_{21} - в пределах четырех значащих цифр. Если взять равномерную сетку с теми же граничными значениями τ и с 480 узлами на декаду, то совпадение в элементах I_{11} и I_{22} будет уже в пределах семи, а в элементах I_{12} и I_{21} - в пределах шести значащих цифр.

Приведенная в [2] общая формула, выражающая связь между параметрами Стокса I и Q с элементами матрицы $\hat{I}$ в случае равномерно распределенных неполяризованных первичных источников, дает (смотри (29) в [2])

$$I(\tau, x, \mu) = I_{11}(\tau, \mu/\phi(x)) + \frac{1}{\sqrt{8}}(1 - 3\mu^2)I_{21}(\tau, \mu/\phi(x)), \quad (48)$$

$$Q(\tau, x, \mu) = \frac{1}{\sqrt{8}}3(1 - \mu^2)I_{21}(\tau, \mu/\phi(x)). \quad (49)$$

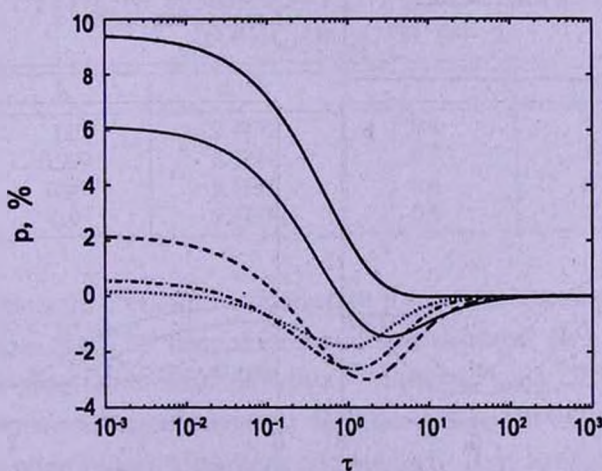


Рис.2. Зависимость от оптической глубины в атмосфере τ степени поляризации p излучения, идущего в направлении, параллельном границе атмосферы (т.е. при $\mu = 0$). Линии на графиках имеют тот же смысл, что и на рис.1.

Отсюда, с учетом выражения (31), можно записать степень поляризации p излучения, идущего в направлении, параллельном границе атмосферы (т.е. при $\mu = 0$ или $z = 0$), следующим образом:

$$p(\tau, x, \mu) = -\frac{Q(\tau, x, \mu)}{I(\tau, x, \mu)} = -\frac{3S_{21}(\tau)}{\sqrt{8} S_{11}(\tau) + S_{21}(\tau)}. \quad (50)$$

На рис.2 представлена зависимость степени поляризации p от оптической глубины в атмосфере τ при разных λ . Из графиков видно, что при уменьшении значения λ поляризация меняет знак, и максимум модуля этой степени поляризации достигается уже не при $\tau = 0$, а при $\tau \approx 1$.

Для выходящего из атмосферы излучения ($\tau = 0$) на рис.3 и 4 показано изменение степени поляризации p в пределах резонансной линии в случае неконсервативного рассеяния. На этих рисунках представлены графики, соответствующие разным значениям λ и μ .

Отметим некоторые особенности этих графиков. Во всех случаях в крыле линии имеется минимум поляризации. Однако при изменении λ и μ отношение абсолютных величин поляризации в минимуме и в центре линии ($x=0$) существенно меняется. Оно может оказаться как меньше, так и больше 1. Сами же величины поляризации в минимуме и в центре

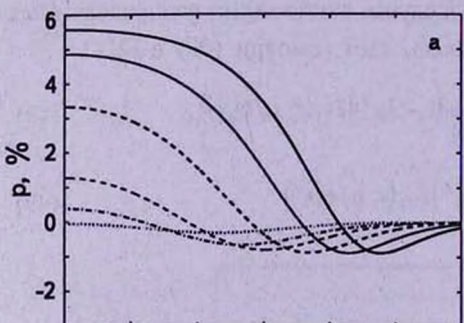


Рис.3а. Степень поляризации p излучения в резонансной линии, выходящего под разными углами из неконсервативной атмосферы при $\lambda = 0.99$. Толстые сплошные линии соответствуют $\mu = 0.01$, тонкие сплошные - $\mu = 0.03$, толстые штриховые - $\mu = 0.1$, тонкие штриховые - $\mu = 0.3$, штрих-пунктирные - $\mu = 0.5$, пунктирные - $\mu = 0.8$. По оси абсцисс - безразмерная частота x .

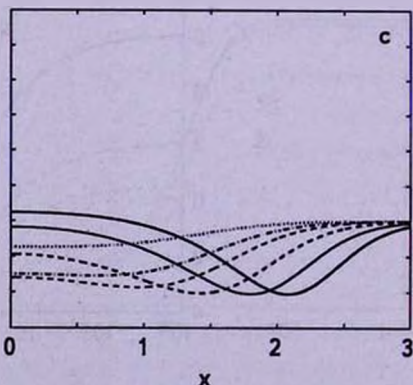
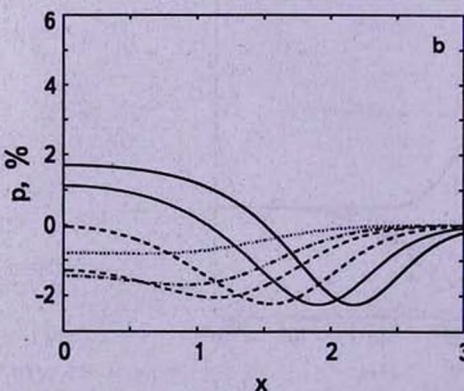


Рис.3б, с. Степень поляризации p излучения в резонансной линии, выходящего под разными углами из неконсервативной атмосферы: б) $\lambda = 0.9$; с) $\lambda = 0.7$. Линии на графиках имеют тот же смысл, что и на рис.3а.

линии могут быть как одного знака, так и разных. Еще одной интересной особенностью является то, что при изменении λ и μ поляризация в центре линии может менять не только свою величину, но и знак. При этом, если величина μ уже достаточно велика, а величина λ , напротив, достаточно мала, то эти изменения поляризации происходят немонотонно. Заметим, что при $\mu \rightarrow 1$ или $\lambda \rightarrow 0$, поляризация $p \rightarrow 0$.

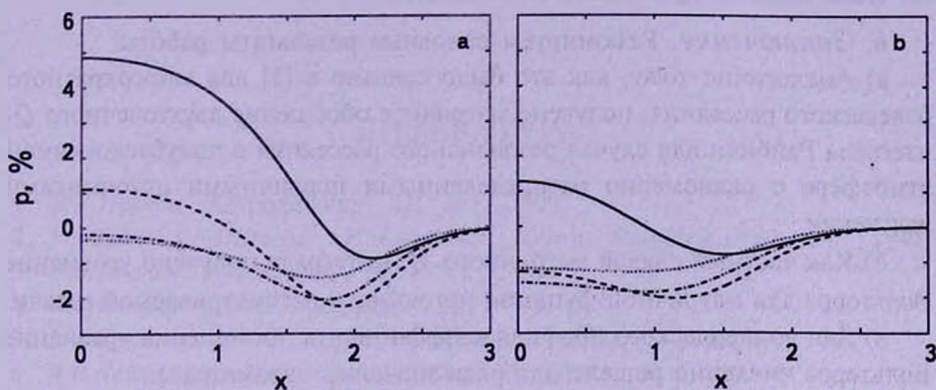


Рис.4. Степень поляризации p излучения в резонансной линии, выходящего из неконсервативной атмосферы: а) под углом с $\mu = 0.03$; б) $\mu = 0.3$. Сплошные линии соответствуют $\lambda = 0.99$, штриховые $\lambda = 0.9$, штрих-пунктирные $\lambda = 0.7$, пунктирные $\lambda = 0.5$.

В табл.1 приведены значения степени поляризации на краю диска ($\tau = 0$ и $\mu = 0$) в зависимости от параметра λ .

Таблица 1

СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА КРАЮ ДИСКА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ λ

λ	$p, \%$	λ	$p, \%$
1.0	9.4430	0.8	1.0764
0.999	8.2724	0.7	0.5884
0.99	6.1335	0.6	0.3305
0.9	2.1787	0.5	0.1832

При расчете степени поляризации p мы пользовались формулой (47), хотя можно было бы воспользоваться значениями $\hat{I}(z)$, полученными из решения уравнения Амбарцумяна - Чандрасекара. Ясно, что (47) дает менее точные значения матрицы $\hat{I}(z)$, поскольку значения $\hat{S}(\tau)$ получаются путем приближенного расчета с помощью $\hat{I}(z)$, являющейся решением уравнения (45). Однако у формулы (47) имеется и преимущество - из нее сразу же получаются значения $\hat{I}(z)$ при любых z , необходимых при построении графиков на рис.3-4. В то же время, из уравнения Амбарцумяна-

Чандрасекара значения $\hat{I}(z)$ получены только на определенной дискретной сетке по z (смотри выше). Для того чтобы получить из (45) значение $\hat{I}(z)$ при z , не являющимся узлом сетки, требуется вновь решать это уравнение, что само по себе требует немалых вычислительных затрат. Можно поступить иначе, проведя интерполяцию с помощью значений $\hat{I}(z)$ в узлах сетки, но тогда теряется преимущество точности.

6. *Заключение.* Резюмируем основные результаты работы.

а) Аналогично тому, как это было сделано в [1] для многократного рэлеевского рассеяния, получено матричное обобщение двухточечного Q -интеграла Райбики для случая резонансного рассеяния в полубесконечной атмосфере с равномерно распределенными первичными источниками излучения.

б) Как частный случай матричного $\hat{Q}$ -интеграла получено уравнение Вольтерра для матричной функции источников рассматриваемой задачи.

в) Для доплеровского профиля коэффициента поглощения уравнение Вольтерра численно решено для ряда значений параметра λ .

г) С помощью найденной матричной функции источников получены некоторые поляризационные характеристики выходящего из атмосферы излучения.

Автор благодарен В.В.Иванову за постановку задачи, а также полезные советы и замечания при подготовке статьи. Работа выполнена при поддержке гранта НШ-1318.2008.2 для ведущих научных школ России и программы АВЦП № 2.1.1/594.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Астрономический институт им. В.В.Соболева,
Россия, e-mail: adem13@mail.ru

VOLTERRA EQUATION FOR THE MATRIX SOURCE FUNCTION AT RESONANCE SCATTERING

A.V.DEMENTYEV

Matrix radiative transfer equation for multiple resonance scattering of radiation in a spectral line in a semi-infinite atmosphere with uniformly distributed primary sources is considered. For this equation a matrix nonlinear integral is obtained. It generalizes the two-point Q -integral of Rybicki. A

particular case of the matrix $\hat{Q}$ -integral is Volterra equation for the matrix source function of the problem under consideration. In the case of a Doppler absorption profile the Volterra equation is solved numerically. Some polarization parameters are obtained for the emergent radiation.

Key words: *resonance scattering:source function:Doppler profile*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Иванов, *Астрофизика*, 52, 301, 2009.
2. V.V.Ivanov, S.I.Grachev, V.M.Loskutov, *Astron. Astrophys.*, 318, 315, 1997.
3. В.В.Иванов, *Астрон. ж.*, 55, 1072, 1978.
4. V.V.Ivanov, *Astron. Astrophys.*, 307, 319, 1996.
5. А.А.Самарский, А.В.Гулин, *Численные методы*, М., Наука, 1989.
6. А.В.Дементьев, *Астрофизика*, 52, 605, 2009.
7. V.V.Ivanov, S.I.Grachev, V.M.Loskutov, *Astron. Astrophys.*, 321, 968, 1997.

СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ НА ИНФЛЯЦИОННОЙ СТАДИИ ПРИ НАЛИЧИИ КОСМИЧЕСКОЙ СТРУНЫ

А.А.СААРЯН

Поступила 7 апреля 2010

Принята к печати 26 мая 2010

Исследован спектр возмущений скалярного поля с произвольным параметром связи с кривизной в де Ситтеровской стадии космологического расширения при наличии космической струны. Эти возмущения обусловлены вакуумными флуктуациями поля и являются затравочными возмущениями для образования галактик в постинфляционной стадии. Наличие космической струны нарушает однородность пространства де Ситтера и, в результате, спектр возмущений зависит от расстояния до струны. Эта зависимость имеет осцилляционный характер с периодом порядка длины волны возмущения.

Ключевые слова: *космология; инфляция; космическая струна*

1. *Введение.* Пространство де Ситтера является одним из наиболее популярных многообразий в общей теории относительности. Оно соответствует максимально симметричному решению уравнений Эйнштейна с положительной космологической постоянной, и поэтому многие физические задачи точно интегрируемы на его фоне.

Одним из наиболее замечательных достижений современной наблюдательной космологии является открытие ускоренного расширения Вселенной в настоящую эпоху [1,2]. Оно базируется на наблюдательных данных о сверхновых с большими красными смещениями. В рамках общей теории относительности ускоренное расширение Вселенной предполагает наличие негравитационного источника энергии с отрицательным давлением, обычно называемого темной энергией (о моделях темной энергии см., например, [3] и приведенные там ссылки). Наиболее простая модель темной энергии связана с наличием космологической постоянной, которая хорошо согласована с наблюдательными данными. Если источником, управляющим ускоренным расширением Вселенной является космологическая постоянная, то пространство де Ситтера оказывается аттрактором для геометрии будущего.

Другой важной областью космологических исследований, где пространство де Ситтера играет важную роль, являются модели инфляции [4,5]. В этих моделях предполагается наличие квази-де ситтеровской фазы расширения в начальной стадии расширения Вселенной, что приводит к естественному разрешению ряда проблем стандартной космологии: проблема

горизонта и плоскостности, крупномасштабной однородности и изотропии, образования галактик и т.д. Однако наиболее замечательным достижением инфляционных моделей является генерация первичных неоднородностей в распределении вещества, которые обусловлены квантовыми флуктуациями в инфляционную эпоху. Согласно наиболее популярному в настоящее время сценарию образования крупномасштабной структуры Вселенной, именно на этих неоднородностях, в результате гравитационной неустойчивости, образуются галактики и скопления галактик в эпоху доминантности вещества [6]. Спектр возмущений, генерируемых в период инфляции, хорошо согласуется с наблюдательными данными об анизотропиях температуры реликтового излучения. Эти данные свидетельствуют о том, что возмущения плотности имеют спектр, близкий к масштабнo инвариантному [7].

В данной работе исследовано изменение спектра возмущений для скалярного поля в де Ситтеровской стадии расширения, обусловленное наличием космической струны. В разделе 2 описана рассматриваемая модель и выписаны соответствующие собственные функции скалярного поля при произвольном параметре связи с кривизной. В разделе 3 определена спектральная функция вакуумных флуктуаций в случае произвольного значения дефицита угла, обусловленного наличием струны. В разделе 4 рассмотрен частный случай, когда выведенная общая формула существенно упрощается. Основные результаты подытожены в разделе 5.

2. Модель и собственные функции. В результате фазовых переходов на ранних стадиях космологического расширения могут рождаться различные типы топологических дефектов (монополи, космические струны, доменные стенки) [8,9]. Наиболее важными из них являются космические струны. Недавно новый механизм образования космических струн в рамках бран-моделей был предложен в [10-12]. В простейшей теоретической модели, описывающей бесконечную прямую космическую струну, пространство-время локально плоское вне струны и имеет дельтаобразный тензор кривизны, локализованный на струне. В квантовой теории поля соответствующая нетривиальная топология приводит к ненулевым вакуумным средним физических наблюдаемых (см., например, [13,14] и приведенные там ссылки). Поляризация вакуума космической струной на фоне пространства-времени де Ситтера рассматривалась нами в работе [15].

Скалярные поля играют фундаментальную роль в современных теориях элементарных частиц. В данной работе рассмотрено квантовое скалярное поле $\phi(x)$ на фоне пространства де Ситтера при наличии космической струны. Соответствующий линейный элемент имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - e^{2t/\alpha} (dr^2 + r^2 d\phi^2 + dz^2), \quad (1)$$

где параметр α определяет радиус кривизны пространства-времени и

связан с постоянной Хаббла H соотношением $\alpha = 1/H$. В выражении (1), $r \geq 0$, $0 \leq \phi \leq \phi_0$ определяют координаты на двумерном конусе, а $-\infty < t < +\infty$, $-\infty < z < +\infty$. При отсутствии космической струны $\phi_0 = 2\pi$. Наличие космической струны приводит к дефициту угла $2\pi - \phi_0$, который связан с массой струны μ на единицу длины соотношением $2\pi - \phi_0 = 8\pi G\mu$, где G - гравитационная постоянная.

Для скалярного поля с параметром связи ξ уравнение поля имеет вид

$$(\nabla_\mu \nabla^\mu + m^2 + \xi R)\phi = 0, \quad (2)$$

где ∇_μ - оператор ковариантного дифференцирования, m - масса кванта поля, а $R = 12/\alpha^2$ - скалярная кривизна пространства де Ситтера. В случаях минимально и конформно связанных скалярных полей для параметра связи с кривизной $\xi = 0$ и $\xi = 1/6$ соответственно. Наряду с сопутствующей временной координатой удобно ввести конформное время τ , согласно $\tau = -\alpha e^{-t/\alpha}$, где $-\infty < \tau < 0$. В терминах конформной временной координаты линейный элемент (1) принимает конформно плоский вид с масштабным фактором $(\alpha/\tau)^2$.

Спектр возмущений является одним из основных характеристик вакуумных флуктуаций и играет важную роль в моделях космологической инфляции. Ниже мы рассмотрим изменение спектра возмущений скалярного поля на фоне пространства де Ситтера, обусловленное наличием космической струны. Для определения спектра возмущений необходимо иметь полный набор собственных функций уравнения (2). Выбор собственных функций определяет вакуумное состояние поля. В пространстве-времени де Ситтера наиболее естественным вакуумным состоянием является вакуум Банча-Девиса [16], который инвариантен относительно группы де Ситтера и в адиабатическом приближении переходит в вакуум Минковского.

Полагая, что поле находится в вакуумном состоянии Банча-Девиса, в рассматриваемой геометрии собственные функции имеют вид

$$\phi_{npk_3}(x) = C \eta^{3/2} H_\nu^{(1)}(k\eta) J_{q|n}(pr) e^{ik_3 z + i n \phi}, \quad k = \sqrt{p^2 + k_3^2}, \quad (3)$$

$$-\infty < k_3 < +\infty, \quad 0 \leq p < +\infty, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4)$$

где $\eta = |\tau|$, k_3 - проекция импульса на ось струны, p - импульс в плоскости, перпендикулярной оси струны, а $J_\mu(x)$ и $H_\nu^{(1)}(x)$ - функции Бесселя и Ханкеля, соответственно. Порядок функции Ханкеля и параметр q в формуле (3) определяются выражениями

$$\nu = \sqrt{9/4 - 12\xi - m^2 \alpha^2}, \quad q = 2\pi/\phi_0. \quad (5)$$

Заметим, что в зависимости от значений параметра связи с кривизной и массы поля, ν может быть как действительным, так и чисто мнимым. Для конформно связанного безмассового скалярного поля имеем $\nu = 1/2$ и соответствующая функция Ханкеля выражается через элементарные

функций: $H_{1/2}^{(1)}(z) = -ie^{iz} \sqrt{2/\pi} z$. Для минимально связанного безмассового поля $\nu = 3/2$, а $H_{3/2}^{(1)}(z) = -\sqrt{2/\pi} (z+i) z^{-3/2} e^{iz}$. Постоянная C в формуле (3) определяется из условия нормировки собственных функций:

$$C^2 = \frac{qpe^{(\nu-\nu^*)\pi/2}}{16\pi\alpha^2}, \quad (6)$$

где звездочка означает операцию комплексного сопряжения.

3. *Спектр возмущений.* Одним из основных характеристик вакуумных флуктуаций скалярного поля является двухточечная функция (положительно-частотная функция Вайтмана)

$$W(x, x') = \langle 0 | \phi(x) \phi(x') | 0 \rangle, \quad (7)$$

где x и x' обозначают пространственно-временные точки, а $|0\rangle$ соответствует вакуумному состоянию Банча-Девиса. Эта функция определяет как корреляции вакуумных флуктуаций в различных пространственно-временных точках, так и отклик детекторов частиц в заданном состоянии движения (см., например, [17]). Разлагая оператор поля по полному набору функций $\{\phi_{npk_3}(x), \phi_{npk_3}^*(x)\}$, и учитывая коммутационные соотношения для операторов уничтожения и рождения, можно определить двухточечную функцию

$$W(x, x') = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} dp \int_{-\infty}^{+\infty} dk_3 \phi_{npk_3}(x) \phi_{npk_3}^*(x'). \quad (8)$$

Подставляя приведенные в (3) выражения для собственных функций в эту формулу, находим, что

$$W(x, x') = \frac{q(\eta\eta')^{3/2} e^{i(\nu-\nu^*)\pi/2}}{16\pi\alpha^2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\varphi(\theta-\theta')} \int_0^{+\infty} dp p \int_{-\infty}^{+\infty} dk_3 e^{ik_3(z-z')} \times \\ \times J_{q|n|}(pr) J_{q|n|}(pr') H_{\nu}^{(1)}(k\eta) [H_{\nu}^{(1)}(k\eta')]^*. \quad (9)$$

Вакуумное среднее квадрата поля определяется приведенным выражением в пределе совпадения аргументов.

Спектральная функция $P_{\phi}(k, t)$ определяется двухточечной функцией по формуле

$$W(x, x) = \int_0^{\infty} \frac{dk}{k} P_{\phi}(k, t), \quad (10)$$

где k - модуль волнового вектора. Для вычисления двухточечной функции в пределе совпадения, введем полярные координаты в плоскости (p, k_3) . В результате из (9), (10) для спектральной функции получаем следующее выражение:

$$P_{\phi}(k, t) = \frac{qe^{i(\nu-\nu^*)\pi/2}}{4\pi\alpha^2} (k\eta)^3 |H_{\nu}^{(1)}(k\eta)|^2 \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^1 dx \frac{x J_{qn}^2(krx)}{\sqrt{1-x^2}}, \quad (11)$$

где штрих над знаком суммы означает, что слагаемое с $n=0$ следует брать с весом $1/2$. При отсутствии космической струны имеем $q=1$ и ряд в формуле (11) вычисляется с помощью соотношения $\sum_{n=0}^{\infty} J_n^2(x) = 1/2$. В результате получим известное выражение для спектральной функции в пространстве-времени де Ситтера:

$$P_{\Phi}^{(0)}(k, t) = \frac{e^{i(v-v^*)\pi/2}}{8\pi\alpha^2} (k\eta)^3 |H_v^{(1)}(k\eta)|^2. \quad (12)$$

Заметим, что эта величина не зависит от точки наблюдения, что является прямым следствием максимальной симметрии пространства де Ситтера. Наличие космической струны нарушает однородность пространства де Ситтера и, в результате, спектр возмущений зависит от расстояния до струны.

Рассмотрим сначала поведение спектральной функции в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны в асимптотических областях параметра ηk . Предельный случай $\eta k \gg 1$ соответствует возмущениям с длиной волны намного меньше длины Хаббла α (радиус горизонта пространства де Ситтера). В этом пределе имеем

$$P_{\Phi}^{(0)} \approx \frac{1}{\lambda_{phys}^2}, \quad \lambda_{phys} \ll \alpha, \quad (13)$$

где $\lambda_{phys} = 2\pi\alpha/(\eta k)$ - физическая длина волны. Как и следовало ожидать, в ведущем порядке спектральная функция совпадает с соответствующим результатом для пространства Минковского.

В обратном пределе больших длин волн имеем $\eta k \ll 1$. В этом пределе длина волны возмущения много больше хаббловского радиуса и соответствующее асимптотическое поведение спектральной функции качественно различно для действительных и мнимых значений ν . Воспользовавшись асимптотическими формулами для функции Ханкеля (см., например, [18]), для положительных значений ν в ведущем порядке находим

$$P_{\Phi}^{(0)} \approx \frac{(\eta k/2)^{3-2\nu}}{\pi^3 \alpha^2} \Gamma^2(\nu), \quad (14)$$

где $\Gamma(x)$ - гамма-функция Эйлера. Для минимально связанного безмассового скалярного поля имеем $\nu = 3/2$ и поэтому из (14) получаем масштабно-инвариантную спектральную функцию $P_{\Phi}^{(0)} \approx 1/(2\pi\alpha)^2$. Наблюдательные данные об анизотропии температуры реликтового излучения свидетельствуют о том, что такой спектр хорошо описывает неоднородности в ранней Вселенной. Заметим, что для минимально связанного безмассового поля точная формула имеет вид $P_{\Phi}^{(0)} = [1 + (k\eta)^2]/(2\pi\alpha)^2$. Для массивного скалярного поля с массой намного меньше хаббловского масштаба энергии в период инфляции, $m\alpha \ll 1$, ненулевая масса приводит к малым поправкам

к масштабно инвариантному спектру. Для мнимых значений v и в пределе $\eta k \ll 1$ получается следующее асимптотическое выражение

$$P_{\varphi}^{(0)} \approx \frac{(\eta k)^3}{4\pi^3 \alpha^2} \left\{ \frac{\pi}{|v|} \coth(\pi|v|) + B_0 \cos[2|v| \ln(k\eta/2) - \phi_0] \right\}. \quad (15)$$

Постоянные B_0 и ϕ_0 в этой формуле определяются соотношением $\Gamma^2(i|v|) = B_0 e^{i\phi_0}$. В этом случае спектральная функция стремится к нулю как $1/\lambda_{phys}^3$.

На рис.1 изображена спектральная функция в зависимости от $k\eta$ для минимально и конформно связанных скалярных полей для различных значений параметра $m\alpha$. Как видно из приведенных графиков, спектральная функция уменьшается с ростом массы поля.

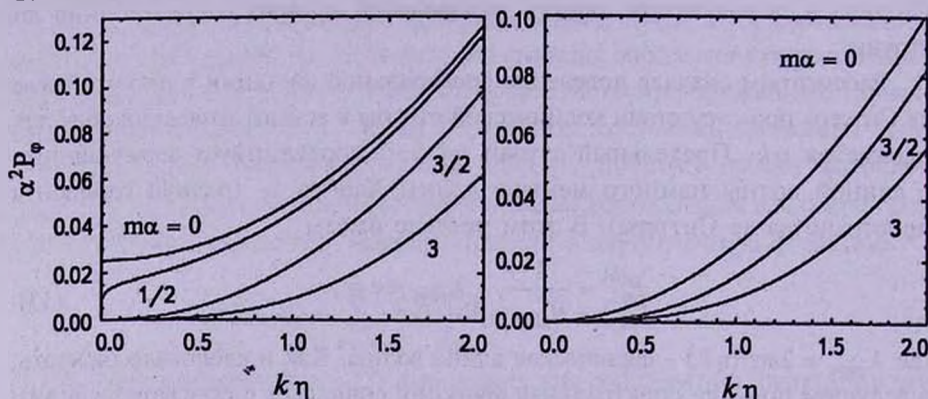


Рис. 1. Спектральная функция в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны для минимально (слева) и конформно (справа) связанных скалярных полей. Числа рядом с кривыми - значения параметра $m\alpha$.

Рассмотрим теперь спектр возмущений при наличии космической струны, определяемый формулой (11). Интеграл фигурирующий в этой формуле выражается через гипергеометрическую функцию [19]:

$$\int_0^1 dy \frac{y J_{qn}^2(ay)}{\sqrt{1-y^2}} = \sqrt{\pi} a^{2qn} \frac{{}_1F_2(qn+1/2; qn+3/2, 2qn+1; -a^2)}{2^{2qn+1} \Gamma(qn+3/2) \Gamma(qn+1)}. \quad (16)$$

Таким образом, в общем случае для спектральной функции находим

$$P_{\varphi}(k, r) = P_{\varphi}^{(0)}(k, r) F(q, rk), \quad (17)$$

где введено обозначение

$$F(q, x) = 2q \sum_{n=0}^{\infty} \frac{{}_1F_2(qn+1/2; qn+3/2, 2qn+1; -x^2)}{\Gamma(2qn+2)} x^{2qn}. \quad (18)$$

Функция $P_{\varphi}(k, r)$ зависит от величин k и r через комбинаций $k\eta = \alpha k_{phys}$ и $r/\eta = r_{phys}/\alpha$, где k_{phys} и r_{phys} являются физическим волновым числом и собственным расстоянием от оси струны. Как видно из формулы (17),

воздействие космической струны на спектр возмущений определяется функцией $F(q, x)$. Заметим, что эта функция универсальна и не зависит от массы поля и от параметра связи с кривизной, а также от времени. Приведем также следующее интегральное представление этой функции:

$$F(q, x) = 2q \int_0^1 dy \frac{y}{\sqrt{1-y^2}} \sum_{n=0}^{\infty} J_{qn}^2(xy). \quad (19)$$

При $x \ll 1$ имеем следующую приближенную формулу

$$F(q, x) \approx q \left[1 - \frac{x^2}{3} + \frac{2x^{2q}}{\Gamma(2q+2)} \right]. \quad (20)$$

При $1 \leq q < 2$ и $x \gg 1/(2/q-1)$ асимптотическую формулу для функции $F(q, x)$ можно получить, применяя формулу суммирования Абеля-Плана (см., например, [20]) к ряду в (19). Это приводит к следующему результату

$$F(q, x) \approx 1 - 2 \frac{\cos(2x - \pi/4)}{(\pi x)^{3/2}} \int_0^{\infty} dy \sin h(y) \left(\frac{1}{e^{2y/q} - 1} - \frac{1}{e^{2y} - 1} \right). \quad (21)$$

В терминах угла ϕ_0 эта асимптотическая формула верна в области $\pi < \phi_0 \leq 2\pi$. Для целых значений параметра q более простая формула получена в следующем разделе. Как и следовало ожидать, в рассматриваемом пределе эффекты, обусловленные струной, подавлены.

На рис.2 приведена зависимость функции $F(q, x)$ от аргументов. В частности, на оси струны имеем $F(q, 0) = q$, а также $F(1, x) = 1$. Как видно из рисунка, наличие струны приводит к осцилляциям спектральной функции в зависимости от расстояния до струны. Период этих осцилляций порядка длины волны возмущения.

Рассмотрим предельные случаи общей формулы (17). Для точек вблизи струны, $kr \ll 1$, имеем

$$P_{\varphi}(k, t) \approx q P_{\varphi}^{(0)}(k, t) \left[1 - \frac{(kr)^2}{3} + \frac{2(kr)^{2q}}{\Gamma(2q+2)} \right]. \quad (22)$$

На больших расстояниях от струны, $rk \gg 1$, асимптотическая формула для спектральной функции получается из (21). В инфляционной космологии важную роль играет значение спектра возмущений на длине волны намного больше размера горизонта: $k\eta = \alpha k_{phys} \ll 1$.

Для космологических приложений наиболее важным является случай минимально связанного скалярного поля, масса которого много меньше характерного масштаба энергии в период инфляции, $m\alpha \ll 1$. Характерный масштаб энергии в инфляционных моделях обычно порядка 10^{14} ГэВ. В этом случае, как уже отмечалось выше, при отсутствии струны спектр возмущений для рассматриваемых длин волн масштабно инвариантен (спектр Харрисона-Зельдовича).

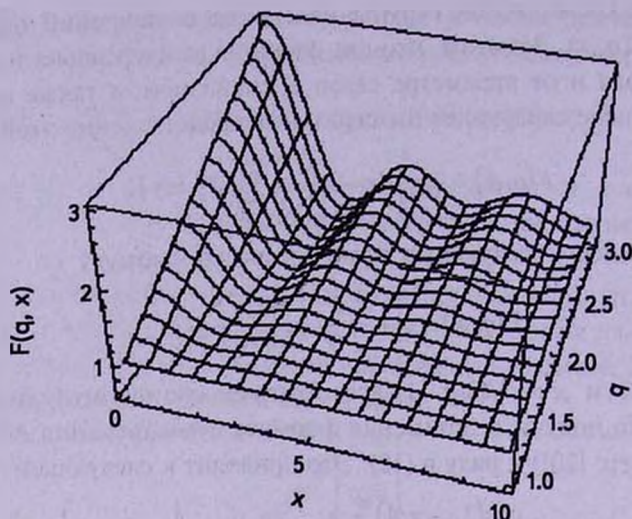


Рис.2. Функция $F(q, x)$, определяющая воздействие космической струны на спектр возмущений.

Рассмотрим поведение спектра возмущений в пределе $k\eta \ll 1$ при различных значениях расстояния до оси струны. Для расстояний меньше или порядка размера горизонта имеем $r/\eta = r_{phys}/\alpha \leq 1$. В этом случае второй аргумент функции $F(q, kr)$ в (17) является малым, и поэтому можно воспользоваться приближенной формулой (20). В результате получим следующую формулу

$$P_{\varphi}(k, t) \approx \frac{q}{4\pi^2 \alpha^2} \left[1 + (k\eta)^2 - \frac{(rk)^2}{3} + \frac{2(rk)^2 q}{\Gamma(2q+2)} \right]. \quad (23)$$

Для расстояний до оси струны порядка длины волны возмущения имеем $kr \sim 1$, и поэтому следует пользоваться точной формулой для функции $F(q, kr)$. При $k\eta \ll 1$ соответствующая спектральная функция совпадает с функцией $F(q, kr)$ с точностью до постоянного множителя $1/(2\pi\alpha)^2$.

4. *Специальный случай.* Более простой результат для спектра возмущений при наличии космической струны можно получить в частном случае, когда параметр q целое число. В этом случае ряд в формуле (11) можно записать в виде

$$\sum_{n=0}^{\infty} {}'J_{qn}^2(y) = \sum_{n=0}^{\infty} {}'\cos(qn\pi)J_{qn}(y)J_{-qn}(y). \quad (24)$$

Для суммирования ряда в правой части этого соотношения воспользуемся формулой

$$\sum_{n=0}^{\infty} {}'\cos(qn\pi)J_{qn}(y)J_{-qn}(y) = \frac{1}{2q} \sum_{l=0}^{q-1} J_0(2y \sin(l\pi/q)). \quad (25)$$

После подстановки (24), (25) с $y = k\eta$ в формулу (11) и соответствующего интегрирования по формуле, приведенной в [19], приходим к следующему выражению

$$P_{\varphi}(k, t) = \frac{e^{i(\nu - \nu^*)\pi/2}}{8\pi\alpha^2} (k\eta)^3 |H_{\nu}^{(1)}(k\eta)|^2 \sum_{l=0}^{2q-1} \frac{\sin[2krs \sin(l\pi/q)]}{2krs \sin(l\pi/q)}. \quad (26)$$

Заметим, что часть обусловленная слагаемым $l=0$, совпадает со спектральной функцией в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны (см. формулу (12)). Слагаемые с $l \neq 0$ индуцированы наличием струны. Формулу (26) можно вывести также непосредственно - методом изображений.

На рис.3 и 4 приведена зависимость спектральной функции для минимально и конформно связанных безмассовых скалярных полей от $k\eta$ и r/η для космической струны с дефицитом угла, соответствующим значению $q=3$. Как уже отмечалось выше, эти величины соответствуют физическому волновому числу и собственному расстоянию до оси струны, измеренным в хаббловских единицах.

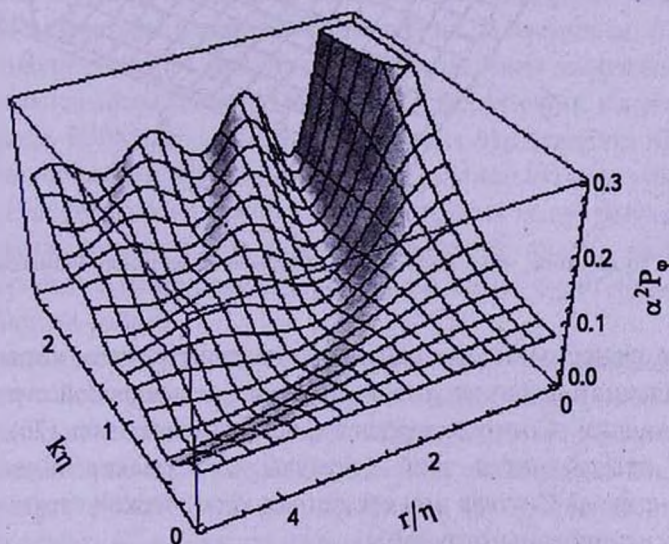


Рис.3. Спектральная функция в пространстве де Ситтера для минимально связанного безмассового скалярного поля при наличии космической струны с дефицитом угла, соответствующему $q=3$.

4. **Заключение.** В данной работе исследовано изменение спектра возмущений квантовых флуктуаций скалярного поля, обусловленное наличием космической струны в де ситтеровской стадии расширения Вселенной. Соответствующая спектральная функция определяется с помощью двухточечной функции и в общем случае дефицита угла дается формулой (17). Воздействие струны описывается функцией $F(q, x)$, задаваемой

формулой (18). Эта функция универсальна и не зависит от времени, от массы поля и от параметра связи с кривизной. Наличие струны нарушает однородность пространства де Ситтера и спектр возмущений зависит от точки наблюдения. Для точек на оси струны имеет место простое соотношение (22). На больших расстояниях от струны часть спектральной функции, обусловленная наличием струны, стремится к нулю. Общая

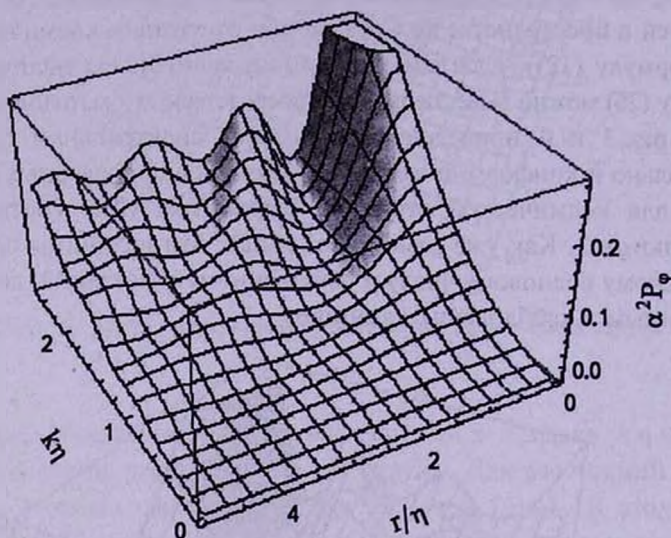


Рис.4. То же самое, что и на рис.3 для конформно связанного безмассового скалярного поля.

формула существенно упрощается в частном случае, когда параметр q , определяющий дефицит угла в геометрии космической струны, является целым числом. Соответствующая формула имеет вид (26). Слагаемое с $l=0$ в правой части этой формулы есть спектральная функция в пространстве де Ситтера при отсутствии космической струны, а слагаемые с $l>0$ генерированы струной.

В пространстве-времени де Ситтера длины волн вакуумных флуктуаций экспоненциально растут при расширении Вселенной, в то время как радиус горизонта остается постоянным. Отсюда следует, что в некоторый момент времени длина волны становится равной радиусу горизонта. При дальнейшем расширении спектральная функция стремится к нулю, кроме случая минимально связанного безмассового скалярного поля, когда эта функция при отсутствии космической струны фиксируется на значении $1/(2\pi\alpha)^2$. В постинфляционной стадии, доминированной излучением, возмущения плотности энергии, обусловленные вакуумными флуктуациями скалярного поля, приводят к возмущениям плотности вещества. Согласно

стандартному сценарию, именно эти возмущения являются источником гравитационной неустойчивости, в результате которой образуется крупномасштабная структура Вселенной. В постинфляционной стадии, в период доминантности излучения, и в дальнейшем, в период доминантности нерелятивистской материи, горизонт расширяется быстрее сопутствующего размера возмущения плотности. В результате, возмущение с заданной длиной волны снова пересекает горизонт, но теперь в обратном направлении. Возмущения плотности энергии приводят к анизотропиям температуры реликтового излучения. Эти анизотропии являются предметом интенсивных исследований современной наблюдательной космологии. Они содержат важную информацию о неоднородностях в распределении вещества в период рекомбинации. В частности, наблюдательные данные об анизотропиях реликтового излучения приводят к существенным ограничениям на инфляционные модели.

Изменение спектра возмущений, обусловленное наличием космической струны в период инфляции, приводит к соответствующим изменениям в анизотропиях температуры реликтового излучения. В частности, согласно описанным выше результатам, следует ожидать появления дополнительных осцилляций в зависимости спектра анизотропий реликтового излучения от углового масштаба. Наблюдательные данные об этих анизотропиях приводят к ограничениям на параметры струны в инфляционной стадии, а также на их плотность. Для детального сравнения приведенных выше результатов с наблюдательными данными требуется дальнейший анализ эволюции возмущений в постинфляционный период. Такой анализ будет представлен в следующей нашей работе.

Выше мы рассмотрели изменение спектра возмущений, обусловленное наличием космической струны в де Ситтеровской стадии расширения. Альтернативный механизм генерации первичных неоднородностей космическими струнами в радиационно-доминированной стадии расширения Вселенной широко обсуждался в литературе (см., например, [9] и приведенные там ссылки). Наблюдательные данные об анизотропиях температуры реликтового излучения, полученные спутником WMAP (о последних данных см. [21,22]), исключают этот механизм в качестве основного источника первичных неоднородностей в распределении вещества в ранней Вселенной.

Работа выполнена в рамках гранта 119 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет, кафедра теоретической физики им. академика Г.Саакяна,
Армения, e-mail: saharian@ysu.am

POWER-SPECTRUM IN THE INFLATIONARY STAGE
IN PRESENCE OF A COSMIC STRING

A.A.SAHARIAN

We investigate the power-spectrum for a scalar field with an arbitrary curvature coupling parameter in the de Sitter stage of the cosmological expansion in the presence of a cosmic string. The corresponding perturbations are generated by vacuum fluctuations of the field and serve as seeds for the formation of galaxies in the postinflationary stage. The presence of the cosmic string breaks the homogeneity of the de Sitter space and, as a result, the power spectrum depends on the distance from the string. This dependence has oscillatory nature with the period having the order of the wavelength for the perturbation.

Key words: *cosmology:inflation:cosmic string*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Permutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
2. *A.G.Riess et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998; *Astron. J.*, **117**, 707, 1999.
3. *E.J.Copeland, M.Sami, S.Tsujikawa*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **15**, 1753, 2006.
4. *А.Д.Лунде*, *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, М., Наука, 1990.
5. *K.A.Olive*, *Phys. Rep.*, **190**, 307, 1990.
6. *A.R.Liddle, D.H.Lyth*, *Cosmological inflation and large-scale structure*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 2000.
7. *D.Spergel et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **148**, 175, 2003.
8. *T.W.B.Kibble*, *Phys. Rep.*, **67**, 183, 1980.
9. *A.Vilenkin, E.P.S.Shellard*, *Cosmic strings and other topological defects*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1994.
10. *S.Sarangi, S.H.H.Tye*, *Phys. Lett. B*, **536**, 185, 2002.
11. *E.J.Copeland, R.C.Myers, J.Polchinski*, *J. High Energy Phys.*, **06**, 013, 2004.
12. *G.Dvali, A.Vilenkin*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **03**, 010, 2004.
13. *E.R.Bezerra de Mello, V.B.Bezerra, A.A.Saharian, A.S.Tarloyan*, *Phys. Rev. D*, **74**, 025017, 2006.
14. *E.R.Bezerra de Mello, V.B.Bezerra, A.A.Saharian*, *Phys. Lett. B*, **645**, 245, 2007.
15. *E.R.Bezerra de Mello, A.A.Saharian*, *J. High Energy Phys.*, **04**, 046, 2009.
16. *T.S.Bunch, P.C.W.Davies*, *Proc. R. Soc. London A*, **360**, 117, 1978.
17. *Н.Биррелл, П.Девис*, *Квантованные поля в искривленном пространстве-времени*, М., Мир, 1984.

18. *М.Абрамовиц, И.Стиган*, Справочник по специальным функциям, Наука, М., 1979.
19. *А.П.Прудников, Ю.А.Брычков, О.И.Маричев*, Интегралы и ряды. Специальные функции, М., Наука, 1983.
20. *A.A.Saharian*, Generalized Abel-Plana formula with applications to Bessel functions and Casimir effect. Yerevan State University Publishing House, Yerevan, 2008.
21. *M.L.Nolta et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 180, 296, 2009.
22. *E.Komatsu et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., 180, 330, 2009.

CONSTRAINING THE COSMOLOGICAL TIME VARIATION OF THE FINE - STRUCTURE CONSTANT

LE DUC THONG¹, TRAN VAN HUNG²,
NGUYEN THI THU HUONG³, HA HUY BANG³

Received 20 April 2010

Accepted 25 May 2010

The variation of the fine-structure constant $\alpha = e^2/\hbar c$ can be probed by comparing wavelength of atomic transitions from redshift of quasars in Universe and laboratory over cosmological time scales $t \sim 10^{10}$ yr. After a careful selection of pairs of lines, the Thong method with a derived analytical expression for the error analysis was applied to compute the α variation. We report a new constraint on the variation of the fine-structure constant based on the analysis of the C_{IV} , N_{IV} , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} doublet absorption lines. The weighted mean value of the variation in α derived from our analysis over the redshift range $0.4939 \leq z \leq 3.7$ is $\Delta\alpha/\alpha = (-0.09 \pm 0.07) \times 10^{-5}$. This result presents 3 orders of magnitude better than the results obtained by earlier analysis of the same data on the constraint on $\Delta\alpha/\alpha$.

Key words: *Cosmology:observations - line:profiles - quasars:absorption lines*

1. Introduction. The interested idea that certain fundamental constants are not constant at all, but have a certain cosmological time dependence, is not new. In the 1930s, this idea was discussed by Paul Dirac and Milne [1,2], but with respect to the gravitational constant. Some of the modern theories of fundamental physics, like SUSY GUT, String and Super-String theories, motivate experimental searches of possible variations in the fine structure constant. Such theories require the existence of extra "compactified" spatial dimensions and allow for the cosmological evolution of their time and space scale sizes. As a result, these theories naturally predict the cosmological time and space variation of fundamental constants in a 4-dimensional sub-space [3,4]. The strongest constraint on time variation of the fine-structure constant comes from the Oklo phenomenon, a natural fission reactor that operated 2 Gyrs ago, corresponding to $z \sim 0.16$ [5]. By studying the products of this nuclear reactions that occurred then it is possible to constrain some cross-sections that depend on α . It is found that $\Delta\alpha/\alpha \Delta t = (-0.2 \pm 0.8) \times 10^{-17}$ yr [6]. Since 1967, there have been many important studies of the cosmic time dependence of α using quasar absorption lines [7]. Some of the most comprehensive and detailed investigations were described in [8-14]. The results reported in all of these papers are consistent with a fine structure constant that does not vary with cosmological time and epoch. At higher redshifts, a possible time dependence will be registered in the form of small shifts

in the absorption line spectra seen toward distant quasars as the energy of the atomic transitions depend on α . Initial attempts to measure the variation of α were based on the absorption lines of Alkali-Doublets [6]. The best constraint obtained using this method is $\Delta\alpha/\alpha = (-0.5 \pm 1.3) \times 10^{-5}$ [15]. Other methods such as the one using OIII emission lines [7,8,14,15], though more robust, are not sensitive enough to detect small variations in $\Delta\alpha/\alpha$. Investigations based on molecular lines [12] detected in two systems give $\Delta\alpha/\alpha = (-0.10 \pm 0.22) \times 10^{-5}$ and $\Delta\alpha/\alpha = (-0.08 \pm 0.27) \times 10^{-5}$ at $z_{abs} = 0.2467$ and 0.6847 respectively. Such studies at high- z are elusive due to lack of molecular systems. The generalization of Alkali-Doublet method, called Many-Multiplet (MM) method, gives an order of magnitude improvement in the measurement of $\Delta\alpha/\alpha$ compared to AD method [8] by using not only doublets but several multiplets from different species. The sensitivity of different line transitions from different multiplets to variations in α were computed using many-body calculations taking into account dominant relativistic effects [8].

Recently, the subject has become of great interest for both physicists and astronomers because of the suggestion that a significant time dependence has been found using absorption lines from many different multiplets in different ions, the width separate ratio between two lines from quasars and laboratory and Many-Multiplet methods [8,16-20].

In this paper, we conducted a search for cosmological time variation of the fine structure constant from the C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} doublet absorption lines in the works published in 1994, 1995 and 1996 [11,12,15,21]. The C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} systems were identified. After a careful selection of pairs of lines, we applied the width separate ratio between two lines from quasars and laboratory method, with an original expression for the error analysis, to compute the α variation.

2. Data Analysis. We have used the data from the works published in 1994, 1995 and 1996 [11,12,15,21] for our analysis, because the C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} line doublets have the greatest ratio $\delta\lambda/\lambda = 6.54 \times 10^{-3}$, allowing this ratio to be measured most accurately. The abundance of silicon and its ionization state, as a rule, is that the C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} doublet lines occur on a linear part of the ground curve, which simplifies determination of the central wavelength of each line. Considering a possible small variation in [16] used the approximate formula.

$$\frac{\Delta E_Z}{\Delta E_0} = \frac{\alpha^2(t)}{\alpha^2(0)} = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(t)}{\lambda_1(t)} \right) - 1}{\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2(0)}{\lambda_1(0)} \right) - 1}, \quad (1)$$

We may write

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

where $\lambda_1(0)$ and $\lambda_2(0)$ are the laboratory wavelengths, $\lambda_1(t)$ and $\lambda_2(t)$ are observed wavelengths from quasars. The advantage of absorption lines is that they are usually considerably narrower than emission lines. In addition, the merit of the above transition is that they originate from the same level, and consequently, λ_1 and λ_2 undoubtedly originate in the same regions of the interstellar medium. The wavelength values of these transitions given in Table 1.

Table 1

LABORATORY WAVELENGTH STANDARDS

Ion	$\lambda_1(\text{\AA})$	$\lambda_2(\text{\AA})$
C _{IV}	1548.202	1550.774
N _V	1238.821	1242.804
Mg _{II}	2796.352	2803.530
Al _{III}	1854.716	1862.790
Si _{IV}	1393.755	1402.769

The laboratory values of the C_{IV}, N_V, Mg_{II}, Al_{III} and Si_{IV} doublet wavelengths are known with an uncertainty $\sigma_\lambda \approx 1\text{m\AA}$. This uncertainty can introduce an appreciable systematic error in the determination of $\Delta\alpha/\alpha$. The analysis methods used in the present work are as described in [16]. An analytic expression for the error analysis can be obtained thought an approximation for the standard deviation as $\Delta\alpha/\alpha = f(\lambda_1(t), \lambda_2(t))$:

$$\sigma_f^2 \approx \sigma_{\lambda_1(t)}^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda_1(t)} \right) + \sigma_{\lambda_2(t)}^2 \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda_2(t)} \right) + \dots, \quad (3)$$

which, with the derivatives of Eq. (3), yields the error propagation equation for width separate ratio method. In the analysis performed in our paper, this shift was small compared to rms errors in the derived estimates. However, the systematic shift due to nonlinearity could be significant when analyzing lower resolution data. Therefore, it seems reasonable to minimize it by making use of relation Eq. (3). Another possible source of systematic error is related to the fact that we know the laboratory wavelengths λ_1 and λ_2 with insufficient (possible errors of laboratory wavelengths λ_1 and λ_2 are about several mÅ [22], whereas typical errors $\sigma(\lambda)$ of astrophysical measurements vary from tens to hundreds of mÅ) accuracy. If different types of ions are handled in a separate way, these systematic errors are eliminated by including the laboratory point with a relative weight of ~ 100 in the set of analyzed data points. Errors

due to possible variations in isotope composition are negligible. The energy of the $^2S_{1/2}$ and $^2P_{3/2}$ levels are virtually identical for all isotopes of a given ion. Therefore, when going to another isotope, the relative change in Eq. (3) is equal to relative change in energy of the $^2S_{1/2}$ level, which does not exceed 10^{-6} for the ions in question. Collision broadening and shifts in the measured absorption and emission lines produce even smaller errors, because the lines are formed in a tenuous interstellar medium with a number density of less than 1 cm^{-3} , so that the probability for a collision with an ion over the lifetime in the $^2P_{1/2}$ and $^2P_{3/2}$ states is negligible. When observing a single absorption and emission system, the most important sources of possible systematic errors may be blending of the observed doublet lines with other absorption and emission lines and possible λ -calibration inaccuracies. However, the random orientation of absorbing clouds with respect to the line of sight makes both the increase and decrease in the measured λ due to blending equally probable. Taking into account the fact that absorption and emission system with different z are observed in different spectra regions, one may conclude that the errors resulting from blending and calibration inaccuracies cease to be systematic when a fairly large number of observations of different absorption and emission system are processed.

Results appear in Table 2, a plot for C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} absorption systems are shown in Fig.1 and a sample average is $\Delta\alpha/\alpha = (-0.09 \pm 0.07) \times 10^{-5}$, where the error is the standard deviation around the mean.

3. *Results.* Results of the analysis of the C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} fine-splitting doublet lines are presented and compared to the results of the works of published in 1994, 1995 and 1996 [11,12,15,21] in Table 1, a plot for components of the C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} is shown in Fig.1.

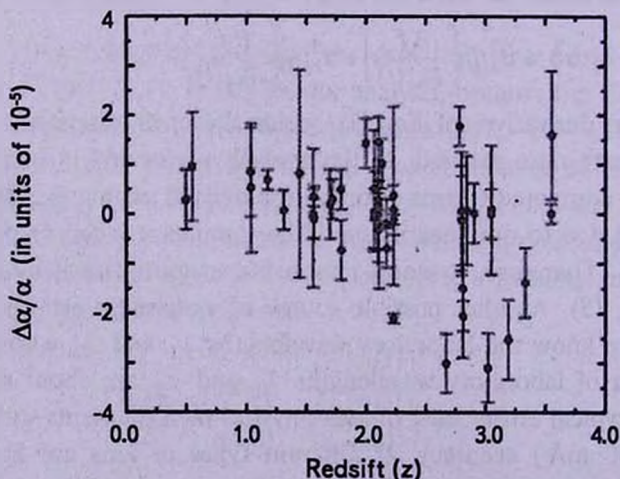


Fig.1. Plot of the high-redshift vs. $\Delta\alpha/\alpha$ for C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} and Si_{IV} doublet absorption lines.

Table 2

THONG METHOD ANALYSIS COMPARE TO THE WORKS
PUBLISHED IN 1994, 1995 and 1996 [11,12,15,21]. A SAMPLE
AVERAGE IS $\Delta\alpha/\alpha = (-0.09 \pm 0.07) \times 10^{-5}$

Ion	Quasar	z	$\Delta\alpha/\alpha$ (in units of 10^{-5})	Ref.	$\Delta\alpha/\alpha$ (in units of 10^{-5})
1	2	3	4	5	6
Si _{IV}	HS 1946+76	3.050079	0.158	[15]	0.085
Si _{IV}	HS 1946+76	3.049312	0.034	[15]	0.004
Si _{IV}	HS 1946+76	2.843357	0.059	[15]	0.071
Si _{IV}	S4 0636+68	2.904528	0.137	[15]	0.020
Si _{IV}	S5 0014+81	2.801356	-0.180	[15]	-0.135
Si _{IV}	S5 0014+81	2.800840	-0.170	[15]	-0.129
Si _{IV}	S5 0014+81	2.800030	0.111	[15]	0.055
C _{IV}	PKS 0424-13	1.5544	0.000	[11]	-0.002
C _{IV}	PKS 0424-13	1.5557	0.500	[11]	-0.084
C _{IV}	PKS 0424-13	1.5613	-2.100	[11]	0.350
C _{IV}	PKS 0424-13	1.5632	0.600	[11]	-0.096
C _{IV}	PKS 0424-13	1.7157	-1.800	[11]	0.29514
C _{IV}	PKS 0424-13	1.7885	-2.900	[11]	0.488
C _{IV}	PKS 0424-13	1.7904	4.400	[11]	-0.733
C _{IV}	PKS 0424-13	2.1000	1.700	[11]	-0.279
C _{IV}	PKS 0424-13	2.1329	-6.100	[11]	1.012
C _{IV}	PKS 0424-13	2.1728	1.200	[11]	-0.199
C _{IV}	PKS 0424-13	1.0341	-2.000	[11]	0.842
C _{IV}	PKS 0424-13	1.0348	-1.200	[11]	0.517
Si _{IV}	PKS 0424-13	2.1000	-0.400	[11]	0.276
Si _{IV}	PKS 0424-13	2.1728	1.000	[11]	-0.684
C _{IV}	Q 0450-13	1.4422	-4.900	[11]	0.814
C _{IV}	Q 0450-13	1.6967	-1.200	[11]	0.192
C _{IV}	Q 0450-13	1.9985	-8.600	[11]	1.427
C _{IV}	Q 0450-13	2.0666	-3.000	[11]	0.500
C _{IV}	Q 0450-13	2.1050	-1.000	[11]	0.168
C _{IV}	Q 0450-13	2.1066	1.200	[11]	-0.207
C _{IV}	Q 0450-13	2.2311	12.600	[11]	-2.101
N _V	Q 0450-13	2.2312	-1.100	[11]	0.373
Mg _{II}	Q 0450-13	0.4939	-1.100	[11]	0.282
Mg _{II}	Q 0450-13	0.5481	-3.700	[11]	0.950
Al _{III}	Q 0450-13	1.1742	-1.600	[11]	0.679
Al _{III}	Q 0450-13	1.3107	-0.200	[11]	0.073
Si _{IV}	Q 0450-13	2.0666	0.100	[11]	-0.684
Si _{IV}	Q 0450-13	2.1050	0.000	[11]	-0.086
Si _{IV}	Q 0450-13	2.1068	-2.200	[11]	-0.019
Si _{IV}	Q 0450-13	2.2302	-0.100	[11]	1.455
Si _{IV}	PKS 0424-13	2.100027	-4.510	[21]	-0.312
Si _{IV}	Q 0424-13	2.230199	-1.480	[21]	-0.112
Si _{IV}	Q 0424-13	2.104986	0.020	[21]	-0.017
Si _{IV}	Q 0450-13	2.066646	1.030	[21]	0.079
Si _{IV}	Q 0302-00	2.785	2.070	[12]	1.778

Table 2 (the end)

1	2	3	4	5	6
Si _{IV}	PKS 0528-25	2.813	1.290	[12]	-2.050
Si _{IV}	PKS 0528-25	2.810	1.030	[12]	-1.500
Si _{IV}	PKS 0528-25	2.672	-5.430	[12]	-3.005
Si _{IV}	Q 1206+12	3.021	-1.290	[12]	-3.094
Si _{IV}	PKS 2000-33	3.551	-3.880	[12]	1.604
Si _{IV}	PKS 2000-33	3.548	2.850	[12]	0.008
Si _{IV}	PKS 2000-33	3.332	5.950	[12]	-1.380
Si _{IV}	PKS 2000-33	3.191	-5.690	[12]	-2.526

4. Conclusions. In this study we have present the Thong method for deriving $\Delta\alpha/\alpha$ by means of the C_{IV}, N_V, Mg_{III}, Al_{III} and Si_{IV} doublet lines from the works published in 1994, 1995 and 1996 [11,12,15,21]. Our statistical analysis based on a catalog of C_{IV}, N_V, Mg_{III}, Al_{III} and Si_{IV} absorption doublets in quasar with cosmological redshift covering range $0.4939 \leq z \leq 3.7$ is $\Delta\alpha/\alpha = (-0.09 \pm 0.07) \times 10^{-5}$. Our result presents 3 orders of magnitude better than the results obtained by earlier analysis of the same data on the constraint on $\Delta\alpha/\alpha$ and more sensitive than that described by AD method [7-9,11,14,15] and SIDAM method [23,24]. This improvement consistent indication for a possible variation of α certainly deserves further investigation on a large number of systems, aimed at reducing the final error bar. This approach eliminates the largest systematic errors present in other determinations of α and provides estimation of the remaining statistical and systematic errors. Our analysis includes α -independent line ratios which can be used to identify the true size of statistical and systematic errors. This method can be applied not only for low redshifts but also for high redshifts of quasars and for both absorption and emission lines.

The key insight of this methodology, as well as other models of variable α , is that variation of α provides a new window into the parameters of the underlying theory that unifies gravity and the Standard Model (SM) of particle physics.

Acknowledgements. This work was partially supported by The Project on Natural Sciences of the Vietnam National University under The Grand number QGTD 10-02.

¹ Ho Chi Minh City Institute of Physics,
Vietnam, e-mail: ducthong@gmail.com

² Research and Development Center for Radiation Technology, Vietnam

³ Laboratory for High Energy Physics and Cosmology, Faculty of Physics,
Vietnam National University, Vietnam

ОГРАНИЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В ТЕЧЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО ВРЕМЕНИ

ЛЕ ДЮК ТОНГ¹, Т. Ван ХАНГ², Н.Т.Т.ХУОНГ³, Х.Х.БАНГ⁴

Изменение постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c$ можно исследовать, сравнивая длину волны атомных переходов от красных смещений квазаров во Вселенной и лаборатории в космологической шкале времени $t \sim 10^{10}$ лет. После тщательного отбора пар линий, для определения изменения α , был применен метод Тонга с аналитическим выражением для анализа ошибок. Мы представляем новое ограничение к изменению постоянной тонкой структуры, основанное на анализе дублетных линий поглощения C_{IV} , N_V , Mg_{II} , Al_{III} и Si_{IV} . Взвешенное среднее значение изменения α , полученное из наших анализов при красных смещениях $0.4939 \leq z \leq 3.7$, равняется $\Delta\alpha/\alpha = (-0.09 \pm 0.07) \times 10^{-5}$. Этот результат на три порядка лучше, чем были получены ранее при анализе тех же данных о $\Delta\alpha/\alpha$ ограничениях.

Ключевые слова: космология:наблюдения - линии:профили - квазары:
линии поглощения

REFERENCES

1. P.A.M.Dirac, Nature., 139, 323, 1937.
2. E.A.Milne, Proc. R. Soc. A, 158, 324, 1937.
3. J.P.Uzan, Rev. Mod. Phys., 75, 403, 2003.
4. H.Chand et al., Astron. Astrophys., 47, 430, 2005.
5. Y.Fujii et al., Nuc. Phys. B573, 377, 2000.
6. R.Srianand et al., Phys. Rev. Lett., 92, 121302, 2004.
7. J.N.Bahcall, M.Schmitt, Phys. Rev. Lett., 19, 1294, 1976.
8. J.N.Bahcall, C.L.Steinhardt, D.Schlegel, Astrophys. J., 600, 520, 2004.
9. A.M.Wolfe et al., Phys. Rev. Lett., 37, 179, 1976.
10. S.A.Levshakov, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 269, 339, 1994.
11. A.Y.Potekhin, D.A.Varshalovich, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 104, 89, 1994.
12. L.L.Cowie, A.Songaila, Astrophys. J., 453, 596, 1995.
13. A.V.Ivanchik, A.Y.Potekhin, D.A.Varshalovich, Astron. Astrophys., 343, 439, 1999.
14. D.A.Varshalovich, A.Y.Potekhin, Astron. Lett., 20, 6; Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 104, 89, 1994.
15. D.A.Varshalovich, V.E.Panchuk, A.V.Ivanchik, Astron. Lett., 22, 6, 1996.
16. L.D.Thong, M.N.Giao, N.T.Hung, T.V.Hung, EPL, 87, 69002, 2009.

17. *M.T.Murphy et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **327**, 1237, 2001.
18. *M.T.Murphy et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **345**, 609, 2003.
19. *V.A.Dzuba et al.*, Phys. Rev. Lett., **82**, 888, 1999.
20. *J.K.Webb et al.*, Phys. Rev. Lett., **87**, 091301, 2001.
21. *P.Petitjean, M.Rauch, R.F.Carswell*, Astron. Astrophys., **291**, 29, 1994.
22. *A.P.Striganov, G.A.Odintsova*, Table of spectral lines of atoms and ions, 1982.
23. *A.F.Martinez, G.Vladilo, P.Bonifacio*, MSAIS, **3**, 252, 2003.
24. *S.A.Levshakov, I.I.Agafonova, P.Molaro, D.Reimers*, MSAIS, **1**, 2008.

CONTENTS

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_2O maser sources and their properties	<i>R.A.Kandatyán, M.M.Al-Zyout</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.Dementyev</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

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
TT ARI. III

*Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян,
Г.Р.Костандян, А.А.Хенден* 415

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ МИКРОТУРБУЛЕНТНЫХ
СКОРОСТЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

А.Г.Никогосян, З.Мурадян 431

О НЕОДНОРОДНОСТЯХ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕ-
ДЕЛЕНИИ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

А.А.Райков, В.В.Орлов, О.Б.Бекетов 441

МОДЕЛИ АККРЕЦИОННЫХ ДИСКОВ ВЫСОКОЙ СВЕТИ-
МОСТИ ВОКРУГ ЧЕРНЫХ ДЫР

А.С.Клепнев, Г.С.Бисноватый-Коган 455

УРАВНЕНИЕ ВОЛЬТЕРРА ДЛЯ МАТРИЧНОЙ ФУНКЦИИ
ИСТОЧНИКОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ

А.В.Деметьев 465

СПЕКТР ВОЗМУЩЕНИЙ НА ИНФЛЯЦИОННОЙ СТАДИИ
ПРИ НАЛИЧИИ КОСМИЧЕСКОЙ СТРУНЫ

А.А.Саарян 479

ОГРАНИЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ
СТРУКТУРЫ В ТЕЧЕНИЕ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО ВРЕМЕНИ

Ле Дюк Тонг, Т. Ван Ханг, Н.Т.Т.Хуонг, Х.Х.Банг 493