

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 51

ФЕВРАЛЬ, 2008

ВЫПУСК 1

О КРУПНОМАСШТАБНОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА UX ORI

*В.П.Гринин, О.Ю.Барсунова, С.Ю.Шугаров, П.Кролл,
С.Г.Сергеев* 5

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. IV. НОВЫЕ ПОТОКИ И ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО, СВЯЗАННЫЕ С КОМЕТАРНЫМИ ТУМАННОСТЯМИ

Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовсесян, Е.Г.Никогосян 15

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОБЫЧНОГО ИНФРАКРАСНОГО ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ И ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ "RCW 38 IR CLUSTER"

А.Л.Гюльбудагян, Х.Май 29

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

*В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.С.Ефимов, С.А.Климанов,
С.В.Назаров* 41

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS. ПОЛОСА $\delta = +39^\circ$

П.К.Синамян, А.М.Микаелян 51

ДОЛГОВРЕМЕННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

А.А.Акопян 63

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պարասխանավու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բինոնովարի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունդ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաջե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

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

О КРУПНОМАСШТАБНОЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА UX ORI

В.П.ГРИНИН^{1,2}, О.Ю.БАРСУНОВА¹, С.Ю.ШУГАРОВ^{3,4},
П.КРОЛЛ⁵, С.Г.СЕРГЕЕВ²

Поступила 31 августа 2007

На примере кривых блеска двух звезд типа UX Ori - CQ Tau и V1184 Tau - обсуждается проблема радикальной перестройки фотометрической активности молодых звезд, обусловленной резкими изменениями околозвездной экстинкции. Такие изменения могут быть обусловлены значительными отклонениями от аксиальной симметрии в распределении околозвездной пыли, а также сильными изменениями темпа аккреции вещества в околозвездных дисках. Появление большого количества пыли в окрестности молодой звезды может быть также результатом столкновения планетозималей.

Ключевые слова: *звезды: активность - объекты: типа UX Ori*

1. *Введение.* Ряд наблюдательных характеристик молодых звезд, таких как инфракрасные (ИК) избытки, собственная поляризация и некоторые другие, связан с существованием вокруг них околозвездных газопылевых дисков. Околозвездная пыль, неравномерно распределенная в околозвездном пространстве, может приводить к изменениям околозвездной экстинкции и, как следствие, к переменной блеска молодой звезды. В наиболее яркой форме этот тип переменной блеска молодой звезды типа UX Ori. С помощью синхронных наблюдений линейной поляризации и блеска этих звезд было установлено (см. обзор [1] и цитированную там литературу), что главной причиной их бурной фотометрической активности является небольшой угол наклона околозвездных дисков к лучу зрения¹. В результате из-за движения околозвездного вещества количество пыли на луче зрения непрерывно меняется, что отражается на изменениях блеска звезды. Таким образом, изучение фотометрической активности звезд типа UX Ori на больших интервалах времени дает ценную (и во многом уникальную) информацию о структуре и динамическом состоянии околозвездных дисков молодых звезд.

Анализ фотометрических рядов наблюдений звезд типа UX Ori показывает, что на характерных временах от нескольких дней до

¹ Такая ориентация звезд типа UX Ori подтверждается также интерферометрическими наблюдениями в ближней ИК области спектра (см., например, [2]).

нескольких месяцев переменность их блеска носит случайный характер¹. На больших интервалах времени - месяцы и годы - часто наблюдаются волнообразные изменения блеска [4]. У ряда звезд они имеют периодический характер [5-11], в отдельных случаях обнаружено присутствие на кривых блеска одновременно двух периодов [8,11]. Это говорит о том, что в околозвездных дисках таких звезд существуют достаточно устойчивые, газопылевые структуры. Обращаясь вместе с околозвездными дисками вокруг звезд, они пересекают через определенные промежутки времени луч зрения, вызывая периодические изменения экстинкции и, как следствие, периодические вариации блеска звезд. Появление таких структур может быть вызвано периодическими гравитационными возмущениями в окрестностях молодой звезды, обусловленными либо ее двойственностью, либо начавшимся процессом образования планетной системы [7,11-14].

Наряду с этим, анализ продолжительных фотометрических рядов показывает, что у некоторых звезд типа UX Ori может наблюдаться радикальная смена уровня фотометрической активности: звезда в течение некоторого (иногда довольно продолжительного) времени вообще не меняет свой блеск, либо меняет его в небольших пределах, после чего наступает фаза бурной фотометрической активности, обусловленной резким увеличением концентрации пыли на луче зрения. Наблюдается и обратная картина, когда после сильных и частых алголеподобных ослаблений блеска звезда на некоторое время "успокаивается". В данной заметке на примере кривых блеска двух звезд типа UX Ori - CQ Tau и V1184 TAU - рассматривается именно такой тип фотометрической активности и обсуждаются ее возможные причины.

2. Кривые блеска CQ Tau и V1184 Tau. На рис.1 представлена историческая кривая блеска Ae-звезды Хербига CQ Tau на интервале времени с 1895 по 2003г., построенная по данным работ [11,15], которые нами были дополнены данными фотографических наблюдений этой звезды, проводившихся в Зоннебергской астрономической обсерватории с 1928 по 1958г. (110 ночей), а также наблюдениями из архива ГАИШ (82 ночи)². Кроме того, одним из авторов настоящей статьи (С.Ш.) были заново пересмотрены и уточнены данные фотографических наблюдений CQ Tau из архива ГАИШ, использованные в работах [11,15] и охватывающие интервал времени с 1939 по 1957г. Оказалось, что предыдущие измерения, сделанные в [11] Н.А.Волчковой, давали завышенные (иногда на 1 звездную величину) значения блеска звезды. Следует отметить, что все фотографические наблюдения были получены

¹ У некоторых звезд типа UX Ori обнаружены маломасштабные колебания блеска с периодами порядка нескольких десятков минут, обусловленные пульсациями звезд [3].

² Первые фотографические наблюдения CQ Tau были выполнены в Москве 17 декабря 1985г.

на несенсибилизированной эмульсии без фильтра, т.е. в фотографических, синих лучах. Поэтому фотометрическая система этих наблюдений наиболее близка к *B* Джонсона, к которой и были привязаны все наши наблюдения.

Несмотря на скудость наблюдательных данных на начальном этапе исследований CQ Тау, из рис.1 видно, что поведение блеска звезды в первой половине XX века сильно отличается от ее последующей фотометрической истории: в конце XIX века, и примерно, до середины XX

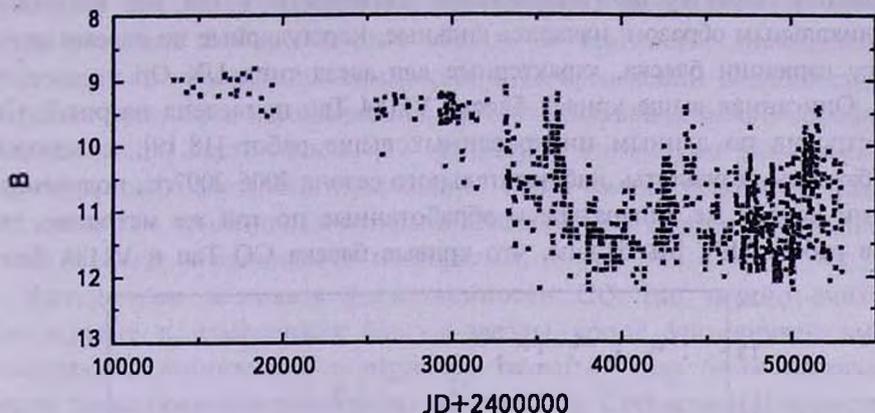


Рис.1. Историческая кривая блеска CQ Тау с 1895 по 2003гг. по данным архивных фотографических и опубликованных фотозлектрических наблюдений.

века CQ Тау была фотометрически малоактивной звездой, блеск которой флуктуировал вблизи $B=9^m$. (Следует подчеркнуть, что несмотря на малые размеры телескопов, с помощью которых проводились фотографические наблюдения в Москве и Зоннеберге, предельные звездные величины даже на самых ранних фотопластинках были около 13-14^m. Поэтому отсутствие глубоких ослаблений блеска CQ Тау в эту эпоху никак не связано с малой чувствительностью аппаратуры, использовавшейся в те годы). Затем наступила фаза бурной фотометрической активности, характеризующаяся сильными ослаблениями блеска с амплитудой $\Delta B \approx 3^m$. Эта активная фаза продолжается до сих пор и, как показано в [16], обусловлена изменениями околосредней экстинкции. В поведении блеска в эту эпоху отчетливо видна циклическая составляющая с характерным периодом около 21 года. Этот цикл повторился уже дважды и каждый раз максимальный блеск CQ Тау приближался к уровню блеска, наблюдавшемуся у звезды сто лет назад. Как видно из рис.1, переходный период между двумя описанными выше фотометрическими состояниями звезды был непродолжительным и составил около 20-ти лет.

Другой пример резкой смены характера фотометрической активности демонстрирует звезда типа WTTs (weak T Tauri star) V1184 Тау. Изучение старых фотографических пластинок показало [17], что между 1951 и

1993гг. эта звезда увеличила свой блеск примерно на 4^m , на основании чего она была отнесена к классу фуоров. Однако в 2003г. V1184 Тау внезапно стала слабеть и в течение полугода ее блеск понизился примерно на 4 звездных величины в полосе I [18]. При этом на диаграмме цвет-величина ($V-I$)/ I намечился поворот цветового трека, аналогичный наблюдаемому у звезд типа UX Ori [1], который был подтвержден последующими наблюдениями [19]. Они показали, что, начиная с этого момента, характер фотометрической активности V1184 Тау изменился радикальным образом: начались сильные, нерегулярные по своему характеру вариации блеска, характерные для звезд типа UX Ori.

Описанная выше кривая блеска V1184 Тау приведена на рис.2. Она построена по данным цитированных выше работ [18,19], к которым добавлены результаты наблюдательного сезона 2006-2007гг., полученные нами на той же аппаратуре и обработанные по той же методике, что и в работе [19]. Мы видим, что кривые блеска CQ Тау и V1184 Тау в

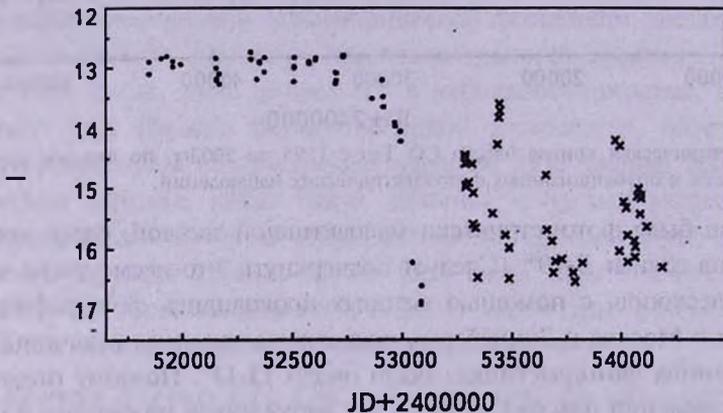


Рис.2. Кривая блеска V1184 Тау в полосе I : кружки - по данным [18], крестики - по данным [19], дополненным наблюдениями 2007-2008гг.

общих чертах похожи друг на друга. В обоих случаях спокойная фаза активности, в течение которой блеск звезд флуктуировал вблизи яркого состояния, сменилась бурной фотометрической активностью, характерной для самых активных звезд типа UX Ori. При этом переходный период между активной и неактивной фазами поведения блеска в случае V1184 Тау был довольно коротким и продолжался всего около полугода.

3. *Обсуждение.* В литературе, посвященной фотометрической активности молодых звезд, можно найти и другие примеры молодых объектов, у которых наблюдались значительные по амплитуде изменения уровня активности, обусловленные изменениями околосредной экстинкции (см. например, кривую блеска V1686 Суг в [5]), но на приведенных выше кривых блеска CQ Тау и V1184 Тау такие изменения

видны в наиболее отчетливой форме. Они свидетельствуют о том, что количество околозвездной пыли, находящейся между наблюдателем и молодой звездой, может испытывать сильные изменения со временем. Такие изменения могут происходить достаточно быстро (блеск V 1184 Тау упал более, чем на 4^m , в течение всего лишь нескольких месяцев) и, в то же время, носить долговременный характер.

Очевидно, что крупномасштабные изменения околозвездной экстинкции могут быть вызваны крайне неравномерным распределением околозвездной пыли в окрестностях звезды. В частности, значительные отклонения от аксиальной симметрии в распределении околозвездного вещества могут быть инициированы орбитальным движением компаньона или массивной протопланеты [12-14,20,21]. В этом случае значительные вариации околозвездного поглощения могут быть следствием квази-кеплеровского вращения азимутально неоднородных слоев околозвездного диска и могут периодически повторяться.

Аргументом в пользу двойственности CQ Тау можно считать присутствие в изменениях блеска звезды кроме упомянутой выше циклической компоненты с периодом около 21 года более короткого цикла продолжительностью около 2.7 года [15]. Согласно [14] существование двух мод периодических изменений экстинкции на луче зрения с отношением периодов порядка 5-8 возможно в молодой двойной системе, аккрецирующей вещество из остатков протозвездного облака и наблюдаемой под небольшим углом к ее плоскости. При этом короткий цикл соответствует орбитальному движению компаньонов и обусловлен поглощением излучения главного компонента газопылевыми потоками, периодически проникающими внутрь двойной системы, тогда как медленный цикл обусловлен движением волн плотности в окружающем двойную систему общем диске. Кроме этих двух циклов проведенные в [14] расчеты выявили существование еще одного цикла в изменениях колонковой плотности пыли на луче зрения продолжительностью в несколько сотен орбитальных периодов, обусловленного прецессией общего асимметричного диска. Оказалось, что в результате такой прецессии могут возникнуть ситуации, когда количество пыли на луче зрения уменьшается практически до нуля и блеск двойной системы стабилизируется на некоторое время вблизи состояния максимальной яркости, определяемого светимостью компонентов.

Таким образом, чередование спокойного яркого состояния и фотометрически активного ослабленного состояния является свойством, присущим молодым двойным системам, наклоненным под небольшим углом к лучу зрения. Однако такой подход вряд ли годится для объяснения наблюдавшейся в середине прошлого столетия резкой смены характера

активности CQ Тау. Дело в том, что согласно [14], длительность переходного периода между такими состояниями порядка нескольких десятков орбитальных периодов и, если принять, что в случае CQ Тау орбитальный период равен 2.7 года, то переход от стабильного яркого состояния к фотометрически активному ослабленному состоянию должен был бы продолжаться около ста лет, тогда как на самом деле он был в несколько раз короче. Таким образом, кривая блеска CQ Тау лишь частично находит свое объяснение в рамках модели молодой двойной системы.

В случае звезд типа UX Ori вывод о том, что околозвездные диски этих звезд наклонены под небольшим углом к лучу зрения, сделан на основе наблюдений высокой линейной поляризации в глубоких минимумах блеска [1]. Поляризационные наблюдения V1184 Тау, насколько нам известно, до сих пор не проводились. Известно, однако, что эта звезда вращается с весьма высокой скоростью: $V \sin i = 145$ км/с [22], которая существенно превышает скорость вращения звезд типа Т Тельца, но близка по порядку величины к скоростям вращения, характерным для звезд типа UX Ori [23]. Поэтому нет сомнений в том, что околозвездный диск этой звезды (если он существует) должен быть лишь слегка наклонен к лучу зрения. Необычно глубокое ослабление блеска и последовавшая за ним бурная фотометрическая активность V1184 Тау были обусловлены появлением на луче зрения мощного газопылевого потока околозвездного вещества, имевшего резкий передний фронт и сложную неоднородную структуру.

Мы не нашли каких-либо намеков на присутствие периода в изменениях блеска V1184 Тау в ослабленном состоянии, который указывал бы на ее возможную двойственность¹. Известно, однако [24,25], что эта звезда имеет большой инфракрасный (ИК) избыток в ближней ИК области спектра (полосы JHK), который не характерен для звезд типа WTTS, и который некоторые авторы приписывают холодному вторичному компоненту [25]. Известно также [24], что по данным Паломарского атласа, полученным в 1951г., V1184 Тау в момент наблюдений находилась в ослабленном состоянии, подобном тому, которое наблюдается сейчас. Таким образом, на временной шкале около 50-ти лет V1184 Тау как минимум дважды оказалась в состоянии сильно ослабленного блеска. В сочетании с аномально большим ИК-избытком это делает гипотезу о наличии у этой звезды инфракрасного компаньона довольно правдоподобной. Если принять интервал времени между повторными прохождениями вокруг звезды гигантской газопылевой структуры, вызвавшей затмения, равным 50-ти годам, то при

¹ По данным [22] в ярком состоянии у V1184 Тау наблюдалась вращательная модуляция блеска с периодом $2^d.37$, обусловленная неоднородной (пятнистой) структурой атмосферы звезды.

массе звезды $2 M_{\odot}$ [25], радиус ее орбиты должен быть около 15 а.е. При расстоянии до звезды 1 кпс [26] это соответствует угловому размеру порядка 0.02 угловой секунды.

Крупномасштабные изменения околозвездной экстинкции могут быть вызваны также другими причинами, например, сильными изменениями темпа аккреции. Такие изменения могут возникнуть в результате развития неустойчивостей в аккреционном диске. Возможны разные виды неустойчивостей (гравитационная, магнитная и др.). Некоторые из них привлекались для объяснения вспышек фуоров (см., например, [26]). Наглядным проявлением сильной нестабильности процесса аккреции могут служить высокоскоростные узко-коллимированные джеты, в которых часто видны следующие друг за другом плотные сгустки вещества (см., например, [27,28]). Не исключена, наконец, возможность быстрого образования пыли в окрестностях молодой звезды при столкновениях планетозималей. Такой механизм в настоящее время обсуждается в связи с обнаружением горячей пыли в окрестностях некоторых звезд Главной последовательности (см., например, [29] и цитированную там литературу).

Таким образом, хотя в настоящее время существует ясное понимание причинной связи между изменениями околозвездной экстинкции и фотометрической активностью звезд типа UX Ori, мы не можем пока однозначно сказать, чем вызваны крупномасштабные изменения экстинкции, наблюдаемые на больших характерных временах у многих звезд этого семейства. Очевидно, что в случае таких звезд как SQ Tau дальнейшее наращивание фотометрических наблюдений не в состоянии в обозримом будущем внести ясность в этот вопрос, поскольку для этого потребуется как минимум несколько десятилетий. Остается единственный путь - получение изображений околозвездных дисков с высоким пространственным разрешением с помощью телескопов - интерферометров, подобных строящемуся сейчас радиоинтерферометру ALMA.

Авторы благодарны Е.Н.Копачкой за полезные замечания. Работа выполнена по программе Президиума РАН "Происхождение и эволюция звезд и галактик" при поддержке гранта ИНТАС 03-51-6311.

¹ Главная астрономическая обсерватория РАН (Пулково), С.-Петербург, Россия, e-mail: grinin@gao.spb.ru

² Крымская астрофизическая обсерватория, Крым, Научный, Украина

³ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, МГУ, Москва, Россия,

⁴ Астрономический Институт Словацкой Академии Наук, Татранска Ломница, Словакия,

⁵ Зоннебергская астрономическая обсерватория, Зоннеберг, Германия

ON THE LARGE-SCALE PHOTOMETRIC ACTIVITY OF THE UX ORI TYPE STARS

V.P.GRININ^{1,2}, O.YU.BARSUNOVA¹, S.YU.SHUGAROV^{3,4},
P.KROLL⁵, S.G.SERGEEV²

Using light curves of the two UX Ori type stars CQ Tau and V1184 Tau, we discuss the problem of the radical reconstruction of the photometric activity in the young stars caused by abrupt changes in the circumstellar (CS) extinction. Such changes may be due to substantial deviations in the CS dust distribution from the axial symmetry as well as due to strong variations in the accretion rate of the matter in the CS disks. An appearance of the large amount of the dust in the vicinity of the young star may be also caused by collisions of the planetesimals.

Key words: *stars: activity - individual: UX Ori type*

ЛИТЕРАТУРА

1. V.P.Grinin, Disks, Planetesimals and Planets (Eds. F.Garzon, C.Eiroa, D. de Winter, T.J.Mahoney, ASP Conference Proceedings, Vol. 219, Astronomical Society of the Pacific, 2000), p.216.
2. J.A.Eisner, B.F.Lane, L.A.Hillenbrand, R.L.Akeson, A.I.Sargent, *Astrophys. J.*, **613**, 1049, 2004.
3. S.Stahler, F.Palla, *The Formation of Stars*, (Weihem: Vley-VCH), 2004.
4. В.П.Цесевич, Б.А.Драгомирецкая, *Звезды типа RW Возничего*, Киев, Наукова Думка, 1973.
5. V.S.Shevchenko, K.Grankin, M.Ibragimov et al., *Astrophys. Sp. Sci.*, **202**, 121, 1993.
6. В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 925, 1998.
7. А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 291, 1999.
8. А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской, П.С.Тэ, Н.Х.Миникулов, *Астрон. ж.*, **77**, 420, 2000.
9. W.Herbst, V.S.Shevchenko, *Astron. J.*, **118**, 1043, 1999.
10. C.Bertout, *Astron. Astrophys.*, **363**, 984, 2000.
11. Д.Н.Шаховской, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, *Астрофизика*, **48**, 165, 2005.
12. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, *Письма в Астрон. ж.*, **28**, 667, 2002.
13. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, Н.Я.Сотникова, *Письма в Астрон. ж.*, **30**, 764, 2004.

14. *Н.Я. Сотникова, В.П. Гринин*, Письма в Астрон. ж., 33, 667, 2007.
15. *Н.Х. Минукулов, В.Ю. Рахимов, Н.А. Волчкова*, Астрофизика, 36, 55, 1993.
16. *А.А. Бердюгин, С.В. Бердюгина, В.П. Гринин, Н.Х. Минукулов*, Астрон. ж., 67, 812, 1990.
17. *J. Alves, L. Hcrtmann, C. Briceno, Ch.J. Lada*, Astron. J., 113, 1395, 1997.
18. *E. Semkov*, Astron. Astrophys., 419, L59, 2004.
19. *О.Ю. Барсунова, В.П. Гринин, С.Г. Сергеев*, Письма в Астрон. ж., 32, 924, 2006.
20. *L.M. Ozernoy, N.N. Gorkavyi, J.C. Mather, T.A. Taidakova*, Astrophys. J., 537, L147, 2000.
21. *M.C. Wyatt*, Astrophys. J., 639, 1153, 2006.
22. *S. Tackett, W. Herbst, E. Williams*, Astron. J., 126, 348, 2003.
23. *В.П. Гринин, О.В. Козлова*, Астрофизика, 43, 329, 2000.
24. *J.L. Yun, J.L. Moreira, J.F. Alves, J. Storm*, Astron. Astrophys., 320, 167, 1997.
25. *J. Alves, L. Hartmann, C. Briceno, Ch.J. Lada*, Astron. J., 113, 1395, 1997.
26. *L. Hartmann, S.J. Kenyon*, Astrophys. J., 299, 462, 1985.
27. *A.P. Goodson, К.-Н. Böhm, R.M. Winglee*, Astrophys. J., 524, 142, 1999.
28. *A.M. Watson, K.R. Stapelfeldt*, Astron. J., 133, 845, 2007.
29. *M.C. Wayatt, R. Smith, J.S. Greaves et al.*, Astrophys. J., 658, 569, 2007.

ПОИСКИ НН-ОБЪЕКТОВ И ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД В ОБЛАСТЯХ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. IV. НОВЫЕ ПОТОКИ И ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО, СВЯЗАННЫЕ С КОМЕТАРНЫМИ ТУМАННОСТЯМИ

Т.Ю.МАГАКЯН, Т.А.МОВСЕСЯН, Е.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 20 июля 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

В рамках проекта по поиску новых объектов Хербига-Аро (НН) в областях звездообразования приводятся результаты наблюдений в окрестностях пяти кометарных туманностей: МасС H12, МасС sH15, GM 1-14, RNO 33, Pars 17. В перечисленных областях нам удалось выявить в общей сложности 9 неизвестных ранее НН-объектов. Почти все эти объекты входят в направленные потоки, источниками которых с большой вероятностью являются центральные звезды данных туманностей. В случаях МасС H12 и GM 1-14 истечение имеет выраженную биполярную структуру. С целью классификации рассмотрено положение источников потоков на диаграмме $J - H/H - K$.

Ключевые слова: звезды.эмиссионные линии - туманности:выбросы и истечения

1. *Введение.* В настоящее время уже можно считать общепризнанным тот факт, что активные процессы на ранних стадиях эволюции звезд являются составляющим звеном процесса звездообразования. Одной из форм проявления активности молодых звездных объектов (YSO) является направленное истечение, приводящее к образованию потоков и объектов Хербига-Аро (НН) [1,2]. Подавляющее большинство источников направленных истечений, относящиеся к классу YSO, связаны также с компактными отражательными туманностями, которые из-за характерной формы обычно именуется кометарными туманностями (КТ). Тот факт, что НН-объекты и потоки в подавляющем большинстве случаев расположены по осям КТ, является веским подтверждением генетической связи между околос звездным диском, туманностью и направленным истечением.

Конусообразный вид КТ формируется в результате рассеяния излучения источника, экранированного околос звездным диском. Другим важным фактором, влияющим на форму КТ, является часто наблюдаемое у YSO низкоскоростное, слабо коллимированное молекулярное истечение. Эти потоки выдувают околос звездную материю, образуя конусообразную полость вдоль оси туманности [3]. Однако форма многих КТ отличается от правильного конуса и в ряде случаев напоминает запятую или виток

спирали (см., например, работу [4]). Более детальное изучение действительно выявило наличие у некоторых объектов спиральных или геликальных структур: NGC 2261 [5], RNO 124 [6], туманность "Braid" [7] и др. Их происхождение пока еще не вполне понятно, но оно также может быть следствием направленных истечений.

Настоящая работа является частью проекта по поиску новых НН-объектов в областях звездообразования, который выполняется на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с 1998г. (см. [8] и последующие работы). Учитывая вышеизложенное, мы включили в программу наблюдений и ряд малоизученных КТ, морфология которых позволяла заподозрить присутствие коллимированных истечений. Объекты отбирались, в частности, из списков Гюльбудагына и Магакяна [9], Парсамян и Петросян [4], Коэна [10] и сводного каталога отражательных туманностей [11]. Во многих случаях наши предположения о присутствии направленных истечений подтвердились наблюдениями. В данной работе представлены результаты исследования пяти областей, включающих объекты MacC H12, MacC sH15, GM 1-14, RNO 33 и Pars 17.

2. *Наблюдения и обработка.* Изображения объектов были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории с помощью камеры VуuFOSC2 и CCD с форматом 1060×514 пикселей, что соответствует 11'×5'.5 на небе, а также камеры SCORPIO и CCD с форматом 2063×2058 пикселей, что соответствует области 14'×14'. При наблюдениях были использованы узкополосные интерференционные фильтры [SII] ($\lambda_c = 6730\text{\AA}$, $\Delta\lambda = 75\text{\AA}$) и H α ($\lambda_c = 6570\text{\AA}$, $\Delta\lambda = 85\text{\AA}$) и фильтр I для континуума. При наблюдениях качество изображений в среднем составляло ~2". Журнал наблюдений, где приводятся: название объекта, название прибора, дата наблюдений и время накопления (сек) в различных фильтрах, представлен в табл.1.

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Объект	Камера	Дата	I	[SII]	H α
MacC H12	VуuFOSC2	13.10.98	300	1800	1800
MacC sH15	VуuFOSC2	15.10.98	300	1800	-
MacC sH15	VуuFOSC2	14.01.99	-	-	1800
GM 1-14	VуuFOSC2	19.10.98	600	3600	1800
GM 1-14	VуuFOSC2	20.10.98	600	3600	-
RNO 33	SCORPIO	24.12.01	300	3600	-
Pars 17	SCORPIO	05.12.02	300	1800	-

Первичная обработка CCD-изображений была сделана согласно стандартной процедуре.

3. *Результаты и обсуждение.* Анализ полученных изображений показал, что в окрестностях всех пяти КТ, обсуждаемых в данной статье, присутствуют НН-объекты. Список этих объектов и их координаты приводятся в табл.2. Рассмотрим каждую область в отдельности.

Таблица 2

КООРДИНАТЫ ОПИСАННЫХ В РАБОТЕ НН-ОБЪЕКТОВ

Объект	RA (2000)	Dec (2000)
MacC H12		
НН 943А	00 ^h 07 ^m 04 ^s .5	+65°38'32"
НН 943В	00 06 59.7	+65 38 39
НН 944	00 06 46.3	+65 40 08
НН 945	00 07 36.7	+65 38 55
MacC sH15		
НН 946	00 12 16.8	+65 33 56
GM 1-14		
НН 485А	03 54 31.0	38 13 11
НН 485В	03 54 28.0	38 13 15
НН 486	03 54 34.0	38 13 11
НН 484	03 53 43.6	38 08 19
GM 1-3		
НН 715	04 56 58.2	51 30 28
Pars 17		
НН 947А	06 58 10.6	-07 56 06
НН 947В	06 58 09.8	-07 55 48

А). *MacC H12.* Эмиссионная звезда MacC H12 в небольшой туманности была описана впервые в известной работе Мак-Коннелла [12], посвященной изучению ассоциации Сер IV. Более подробно она была рассмотрена в статье [13] и занесена в каталог молодых звездных объектов Хербига и Белл [14] под номером НВС 1. Поскольку ее спектральный класс А5 или F: с эмиссиями, то эту звезду обычно относят к звездам типа НАеВе. Освещаемая ею туманность каталогизирована как PP1 [4] и GN 00.04.4 (см. [11]). Она расположена на расстоянии ~2.7 к юго-западу от центра молекулярного облака [YMD97] CO 112, расстояние до которого оценивается в 850 пк [15].

На рис.1 представлены полученные нами изображения области вокруг MacC H12 в континууме и фильтре [SII]. Туманность имеет продолговатую форму, вытянутую к юго-востоку от НВС 1. Примечательно, что радиоизлучение в линии CO имеет схожее распределение [16], а туманность хорошо видна не только в оптике, но и на JHK-картах обзора 2MASS, причем с увеличением длины волны ее яркость заметно возрастает;

центральная звезда в цвете K также является ярким источником. Все это указывает на присутствие немалых количеств нагретой пыли и молекулярного газа. Неудивительно, что этот объект совпадает также и с источником IRAS 00044+6521.

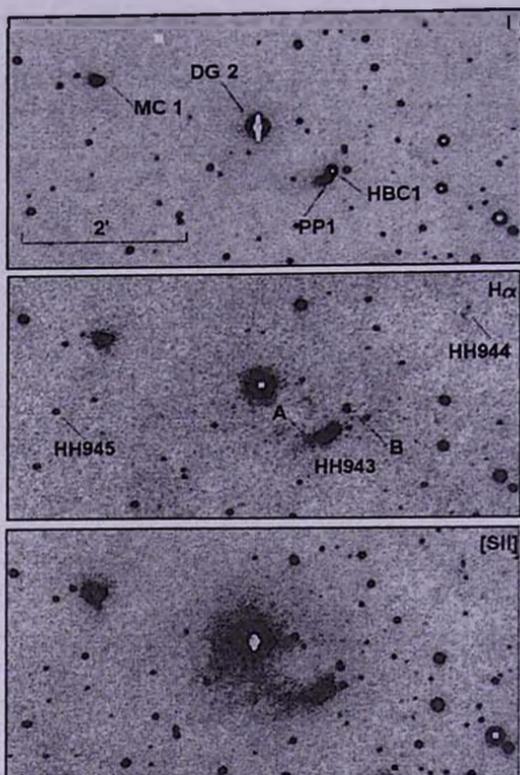


Рис.1. Изображения туманностей МасС Н 12, DG2 и MC 1, а также объектов HH 943, HH 944 и HH 945 в континууме и фильтрах $H\alpha$ и [SII].

Путем сопоставления изображений в континууме и эмиссионных линиях нам удалось выявить в рассматриваемой области несколько ранее неизвестных HH-объектов. Один из них (HH 943 A) фактически погружен в саму туманность. Этот HH-объект одинаково хорошо виден как в [SII], так и в $H\alpha$, и состоит, по крайней мере, из трех эмиссионных сгустков (см. рис.2). В сущности, он напоминает джет, исходящий из звезды. В противоположном направлении, но практически на том же расстоянии от звезды, что и HH 943 A, нам удалось обнаружить еще один эмиссионный продолговатый сгусток, который отмечен на рис.1 как HH 943 B. В $H\alpha$ он ярче, чем в [SII], что указывает на его несколько большее возбуждение по сравнению с HH 943 A. Далее, примерно в том же направлении от центральной звезды, но уже на

расстоянии $\sim 2'.2$ (0.5 пк) находится еще один НН-объект (НН 944, см. рис.1). В лучах [SII] в нем хорошо различимы два сгустка. На изображении $H\alpha$ объект несколько слабее. Совершенно очевидно,

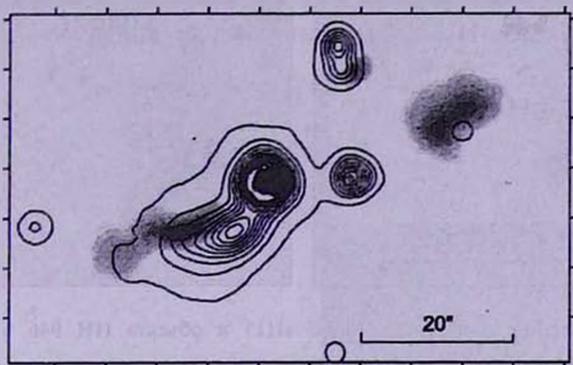


Рис.2. Туманность PPI и объекты НН 943 А и В в континууме (изолинии) и эмиссии $H\alpha$ (полутона).

что НН 943 А и НН 943 В принадлежат одному биполярному потоку, направленному примерно по оси туманности, источником которого является звезда НВС 1. НН 944, который расположен практически на той же прямой, также может принадлежать к этому потоку.

В данной области нами был обнаружен еще один НН-объект - это компактный, звездообразный НН 945 (см. рис.1). По всей видимости, объект имеет высокий уровень возбуждения, так как в лучах $H\alpha$ он значительно ярче, чем в [SII]. Сделать какие-либо предположения относительно его предполагаемого источника пока довольно затруднительно. Нельзя, в принципе, исключить и то, что НН 945 может представлять собой очень слабую звезду с мощными эмиссионными линиями или звездообразную планетарную туманность. Во всяком случае, на картах обзора 2MASS он не виден.

В этой связи необходимо упомянуть, что в данной области расположены и другие туманные объекты. К северо-востоку от МасС Н12 находится объект МС 1, представляющий собой крошечную туманность [13,17,11], связанную со звездой НВС 324 спектрального класса А5е [14]. А между МасС Н12 и МС 1 находится еще одна отражательная туманность DG 2 вокруг звезды МасС А [11]. Наши наблюдения, однако, не выявили каких-либо эмиссионных объектов, которые были бы напрямую связаны с этими туманностями. Кроме того, в отличие от объекта МасС Н12, эти туманности практически не видны на картах обзора 2MASS.

Б) *МасС sH15*. Данный туманный объект также входит в

ассоциацию Сер IV [12], на расстоянии 850 пк [15]. Эмиссионная звезда в его центре является переменной звездой типа СТТ со спектральным классом K1. Она обозначается как V510 Cas или HBC

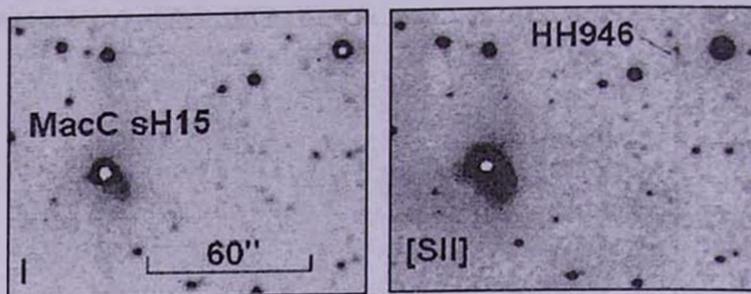


Рис.3. Изображения туманности MacC sH15 и объекта HH 946 в континууме и фильтре [SII].

326 [17,18] и совпадает также с ИК-источником IRAS 00098+6516. Туманность имеет в целом овальную форму и вытянута на юго-восток от освещающей ее звезды, хорошо заметна также запятообразная структура внутри нее, примыкающая к звезде. Эта деталь очень хорошо видна на *J* и различима также на *H* картах 2MASS обзора. Изображения области приводятся на рис.3.

К северо-востоку от туманности, на расстоянии $\sim 1'.6$ (0.4 пк), был обнаружен компактный HH-объект (HH 946). На изображении в $H\alpha$ он имеет вид размытого пятна, в то время как в [SII] в нем можно различить два почти звездообразных сгустка. Весьма вероятно, что именно звезда HBC 326 и является его источником. Если считать, что направление потока, как обычно, совпадает с осью туманности, то упомянутая выше запятообразная деталь может являться пылевым рукавом или яркой частью слабо выраженного в данном случае туманного конуса.

В) *GM 1-14*. Это типичная КТ [9], она же PP11 [4], расположенная в комплексе темных облаков Персея (расстояние 350 пк). Объект освещается расположенной в апексе туманности очень красной звездой ($V=21.4$) [19], с которой ассоциируется источник IRAS 03507+3801. Любопытно, что эмиссий в ее спектре найдено не было [19]; впрочем, из-за слабости объекта спектр очень зашумленный. Вдоль ее оси симметрии был обнаружен джет HH 462 [20]. Поиски в этой области молекулярного истечения [21] были безрезультатными.

Полученные нами изображения этого объекта в фильтрах [SII] и $H\alpha$ приводятся на рис.4. Туманность имеет характерную веерообразную форму, причем внутри ее конуса заметны хорошо выраженные спиралеобразные пылевые ветви. Отметим, что туманность, особенно ее северная ветвь, различима также на *J* и *H* картах обзора 2MASS. В фильтре *K*

эта туманность видна на изображении с большим пределом и разрешением, приведенным в работе [22], где слабо различимо наличие противоположного конуса.

К северо-востоку от туманности на расстоянии $\sim 5'$ (0.5 пк) нами была обнаружена группа неизвестных ранее НН-объектов (см. рис.4).

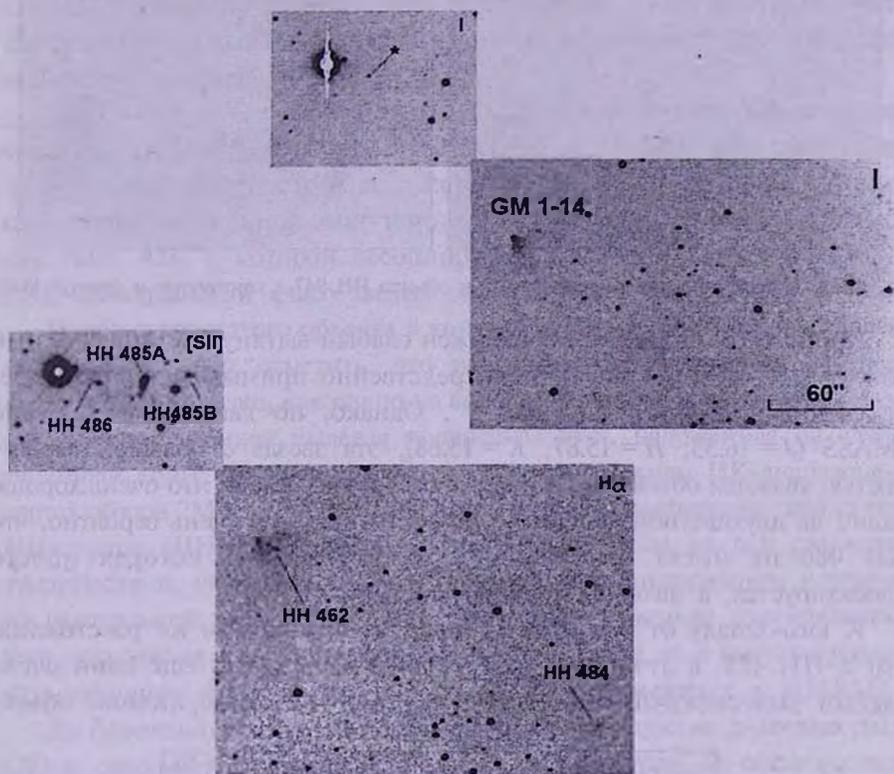


Рис.4. Изображения туманности GM 1-14 и области вокруг нее, включая объекты НН 462, НН 484/485/486 в континууме и фильтрах [SII], H α .

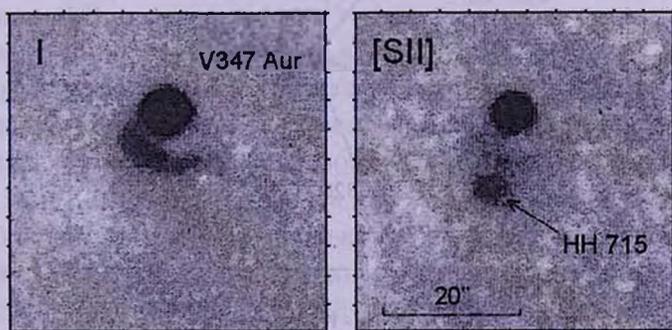


Рис.5. Изображения туманности RNO 33 и объекта НН 715 в континууме и фильтре [SII].

Объект НН 485 состоит из двух компонентов: каплевидного, относительно яркого сгустка А и более диффузного и несколько вытянутого В. Оба объекта хорошо видны как в лучах [SII], так и в $H\alpha$.

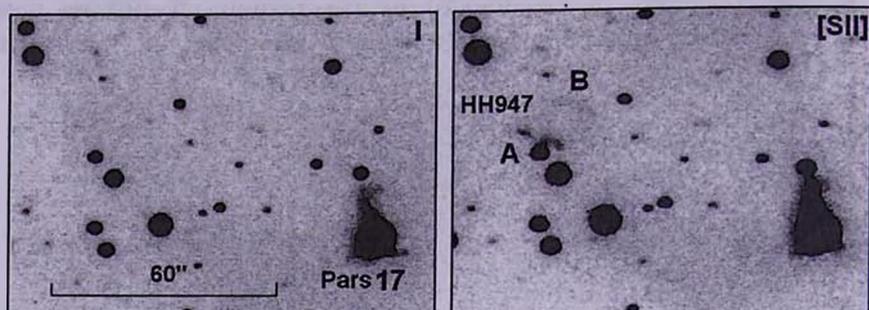


Рис.6. Изображения туманности Pars 17 и объекта НН 947 в континууме и фильтре [SII].

Кроме того, рядом был обнаружен слабый вытянутый эмиссионный объект НН 486 (см. рис.4), непосредственно примыкающий к звезде, отмеченный на рис.4 и 7 как "*". Однако, по данным фотометрии 2MASS ($J=16.53$; $H=15.87$; $K=15.68$), эта звезда с большой вероятностью является объектом Главной последовательности, что очень хорошо видно на двухцветной диаграмме на рис.7. Поэтому очень вероятно, что НН 486 не имеет отношения к данной звезде, которая просто проектируется, а является третьим сгустком НН 485.

К юго-западу от туманности, практически на том же расстоянии, что и НН 485, в лучах $H\alpha$ нам удалось обнаружить еще один очень слабый эмиссионный объект НН 484. На [SII] изображении объект

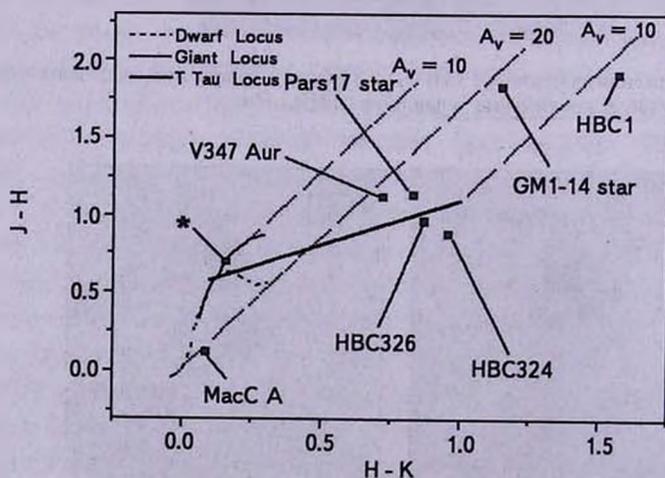


Рис.7. Диаграмма $J-H/H-K$ для звезд, рассмотренных в статье. Положение ветвей гигантов и карликов - [37]; локуса звезд типа Т Тау - [31]; линий покраснения - [38]. JHK -величины 2MASS преобразованы в фотометрическую систему CIT [39].

практически не виден.

Расположение всех вышеупомянутых объектов относительно туманности GM 1-14 позволяет с большой вероятностью предположить, что освещающая туманность звезда является источником биполярного потока, включающего в себя объекты НН 462, НН 484, НН 485 и НН 486. Общая протяженность этого потока составляет ~ 1 пк, и его обе части фактически уже вышли за пределы темного облака, в которое погружена центральная звезда.

Г) *GM 1-3*. Данный объект также является типичной КТ, известной еще под названиями RNO 33, PP 24 и GN 04.53.1 [4,11]. Он расположен в созвездии Возничего, на расстоянии ~ 1.4 кпк [23]. Туманность освещается переменной эмиссионной звездой V347 Aur, известной также как HBC 428, с которой ассоциируется источник IRAS 04530+5126 [24]. Спектральный класс звезды определен как M2 [14,25].

Изображения этого объекта в континууме и лучах [SII] представлены на рис.5. Следует отметить, что ранее данная туманность считалась дугообразной, однако, как видно на более глубоких снимках в континууме, это ярко выраженная пылевая поперечная дуга, наложенная на слабый туманный конус. Эта дуга хорошо видна и в ближнем ИК-диапазоне на картах обзора 2MASS и в атласе [22]. В лучах [SII] выявляется, кроме того, НН-сгусток (НН 715), расположенный практически на оси симметрии туманности и, очевидно, свидетельствующий о направленном истечении из центральной звезды V347 Aur. Это служит прямым доказательством того, что данная звезда относится к классу Т Тау, а не к полуправильным пульсирующим переменным, как до сих пор указывается в SIMBAD.

Д) *Parsamian 17*. Эта известная КТ была обнаружена довольно давно [26] и рассматривалась в целом ряде работ. Другие ее обозначения - NGC 2313, PP 67 и GN 06.55.6.02 [11]. Она расположена в темном облаке LDN 1653, расстояние до которого оценивается приблизительно в 1 кпк [27]. Поиски СО-истечения и мазеров в этой области не дали результата [28].

Изображения туманности в континууме и узкополосном фильтре [SII] приводятся на рис.6. Общая форма туманности не вполне ясна, но ее наиболее яркая часть имеет вид треугольника, примерно в юго-западном углу которого расположена освещающая звезда V565 Mon (HBC 546), спектрального класса G с эмиссиями и рядом пекулярных особенностей [14]. Она практически точно совпадает с источником IRAS 06556-0752. Любопытно, что анализ фотометрических оценок дает совершенно другой спектральный класс: B9V при поглощении $A_V = 5^m.4$ и расстоянии всего 350 пк [29]; это значение представляется явно заниженным. При сопоставлении изображений туманности в

континууме и фильтре [SII] нам удалось выявить НН-объект, расположенный к северо-востоку от Pars17, на расстоянии $-1'.8$ (0.5 пк), и состоящий из двух основных компонентов: НН 947А и НН 947В. Компонент А представляет собой три относительно ярких сгустка, расположенные вдоль прямой, проходящей через звезду-источник (каковой, предположительно, является V565 Mon). Компонент В выглядит как слабая диффузная дуга к северу от группы А.

Двухцветная диаграмма и классификация центральных звезд. Для точной классификации звезд, излучение которых испытывает значительное поглощение как в темном облаке, в которое они погружены, так и в околосредней пылевой оболочке, очень полезными оказываются данные ИК-фотометрии. Обзор 2MASS предоставляет в этом смысле широкие возможности. Используя *ЖК*-величины этого обзора, мы разместили центральные звезды на двухцветной диаграмме, представленной на рис.7. Эта диаграмма, в частности, позволяет довольно уверенно выделять как звезды НАеВе [30], так и классические Т Тау-звезды [31].

Как хорошо видно из рис.7, даже без учета покраснения все рассмотренные нами звезды в кометарных туманностях оказываются расположенными в области локуса СТТ-звезд [31] или же в зоне, характерной для объектов типа НАеВе [30]. Так, НВС 1 можно отнести к молодым звездным объектам средней массы, окруженным плотной пылевой оболочкой [30], что полностью подтверждает выводы, сделанные в работе [16]. Стоит отметить, что помимо НВС 1, не исключается наличие в этом пылевом облаке и других, полностью невидимых в оптике звезд [16].

Из обсуждаемых в данной работе объектов кандидатами в звезды НАе/Ве по данным *ЖК*-фотометрии можно отнести также объект МС1 (НВС 324). Следует отметить ошибку, вкрадшуюся в каталог [14], где для звезды НВС 324, ассоциированной, как уже сказано выше, с туманностью МС 1, приводятся координаты значительно более яркой звезды МасС А в туманности DG 2. Та же ошибка в координатах перешла в каталог НАе/Ве звезд [32], и теперь трудно судить, к которой из звезд - НВС 324 или МасС А относятся, например, данные спектрального анализа, приведенного в работе [33]. По крайней мере, данные *ЖК*-фотометрии 2MASS, как уже упоминалось выше, позволяют классифицировать эту звезду как объект НАе/Ве без или с очень слабо выраженной дисковой составляющей [30]. С другой стороны, МасС А выглядит на двухцветной диаграмме как слегка покрасневший объект Главной последовательности (рис.7).

Остальные центральные звезды КТ, рассмотренные в настоящей статье (НВС 326, V347 Aur, V565 Mon и звезда в GM1-14) попадают на

двухцветной диаграмме в локус звезд Т Тау, каковыми они, скорее всего, и являются. Их оптические спектральные классы свидетельствуют о том же. Особенно интересна очень покрасневшая звезда в GM1-14, она же IRAS 03507+3801, которую относят к объектам на стадии перехода от протозвезд к Т Тау-звездам [34,35]. Отметим, что данные *JHK*-фотометрии 1994 года [34] и обзора 2MASS очень незначительно отличаются друг от друга. Разброс в оценках звездных величин не превышает 0,2, т.е. явных признаков переменности объекта в ИК-диапазоне не обнаружено.

4. *Заключение.* В данной работе представлены результаты исследований областей вокруг пяти кометарных туманностей: PP 1, MacC sH15, GM 1-14, RNO 33 и Pars 17. Наши наблюдения показали, что вокруг всех вышеуказанных туманностей имеются НН-объекты, и, таким образом, центральные звезды данных туманностей являются источниками направленного истечения. В двух случаях - у MacC H12 и GM 1-14, прямо наблюдается биполярная структура истечения. В общей сложности нам удалось выявить 9 неизвестных ранее НН-потоков и НН-объектов.

Отметим, что за исключением GM 1-14, все рассмотренные здесь туманности являются относительно далекими объектами; с другой стороны, форма PP1, MacC sH15 и Pars17 далека от классических конусов или вееров, создаваемых поглощением и рассеянием света околозвездными дисками. Если же принять во внимание, что направленные выбросы обычно ориентированы по оси симметрии туманности, их структура делается еще более неясной. Возможно, что форма по крайней мере части этих далеких объектов искажена пылевыми облаками, в которые они погружены.

Кроме того, морфологическая структура некоторых туманностей, рассмотренных в настоящей работе (MacC sH15, GM 1-14, RNO 33), указывает на неравномерное распределение пылевой составляющей, которая образует дугообразные или спиралевидные уплотнения, заметные как в оптическом, так и в инфракрасном диапазоне. Подобные структурные детали наблюдаются в кометарных туманностях довольно часто. Их происхождение, по-видимому, связано с возникновением волн плотности в конусах истечений из молодых звезд. Хотя теоретические модели структур в пылевых конусах пока отсутствуют, тем не менее, в работе [36] показана возможность возникновения похожих волновых структур внутри газовой составляющей на расстояниях порядка нескольких сот а.е. от источника. Последующие исследования в данном направлении, как наблюдательные, так и теоретические, будут играть важную роль для выяснения природы подобных образований.

Авторы признательны Б.Рейпурту (Институт астрономии, Гавайский университет) за предоставление номеров для новых HH-объектов. Данная работа была частично поддержана грантом INTAS 3-51-4838. В работе использованы данные обзора 2MASS, который является совместным проектом Университета Массачусетса и Центра обработки и анализа инфракрасных данных (IPAC) Калифорнийского Технологического Института.

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

SEARCH FOR HH OBJECTS AND EMISSION STARS IN STAR FORMATION REGIONS. IV. NEW HH FLOWS AND HH OBJECTS RELATED WITH COMETARY NEBULAE

T.YU.MAGAKIAN, T.A.MOVSESSIAN, E.G.NIKOGOSSIAN

The results of the observations in the environments of the five cometary nebulae: MacC H12, MacC sH15, GM 1-14, RNO 33, Pars 17, are presented. This search was performed in the frames of the continuing survey of the new HH-objects in the star formation regions. Nine previously unknown HH-objects were found. Nearly all these objects belong to directed outflows, the sources of which are with high probability the central stars of the listed above nebulae. In the cases of MacC H12 and GM 1-14 the outflows have distinct bipolar structure. The position of the sources on $J-H/H-K$ diagram is discussed.

Key words: *stars:emission line - clouds:jets and outflows*

ЛИТЕРАТУРА

1. T.P.Ray, R.Mundt, in STScl Symposium on Astrophysical Jets, eds. D.Burgarella, M.Livio, C.O'Dell (Cambridge University Press), p.145, 1993.
2. B.Reipurth, J.Bally, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 39, 403, 2001.
3. B.Reipurth, Ka Chun Yu, S.Heathcote, J.Bally, L.F.Rodriguez, Astron. J., 120, 1449, 2000.

4. Э.С.Парсямян, В.М.Петросян, Сообщения БАО, 51, 3, 1979.
5. L.M.Close, F.Roddier, J.L.Hora et al., Astrophys. J., 489, 210, 1997.
6. Т.А.Мовссян, Т.Ю.Магакян, J.Bouletseix, P.Amram, Astron. Astrophys., 413, 203, 2004.
7. Т.А.Мовссян, Т.Кханзадян, С.Аспин et al., Astron. Astrophys., 455, 1001, 2006.
8. Т.Ю.Магакян, Т.А.Мовссян, Е.Г.Никогосян, Астрофизика, 46, 5, 2003.
9. А.Л.Гюльбудагян, Т.Ю.Магакян, Письма в Астрон. ж., 3, 113, 1977.
10. М.Cohen, Astron. J., 85, 29, 1980.
11. Т.Ю.Магакян, Astron. Astrophys., 399, 141, 2003.
12. D.J. MacConnell, Astrophys. J. Suppl., 147, 275, 1968.
13. М.Cohen, L.V.Kuhi, Astrophys. J., 210, 365, 1976.
14. G.H.Herbig, K.R.Bell, Lick Obs. Bull., 1111, 1, 1988.
15. Y.Yonekura, K.Dobashi, A.Mizuno, H.Ogawa, Y.Fukui, Astrophys. J. Suppl., 110, 21, 1997.
16. V.Mannings, A.I.Sargent, Astrophys. J., 529, 391, 2000.
17. М.Cohen, L.V.Kuhi, Astrophys. J. Suppl., 41, 743, 1979.
18. М.Fernandez, E.Ortiz, C.Eiroa, L.F.Miranda, Astron. Astrophys. Suppl., 114, 439, 1995.
19. R.M.Levreault, Astrophys. J. Suppl., 67, 283, 1988.
20. С.Аспин, В.Рейпурт, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 311, 522, 2000.
21. R.M.Levreault, Astrophys. J., 330, 897, 1988.
22. M.S.Connelley, B.Reipurth, A.T.Tokunaga, Astron. J., 133, 1528, 2007.
23. J.H.Elias, Astrophys. J., 224, 857, 1978.
24. P.Persi, F.Palagi, M.Felli, Astron. Astrophys., 291, 577, 1994.
25. L.Kohoutek, R.Wehmeyer, Astrophys. J. Suppl., 134, 255, 1999.
26. Э.С.Парсямян, Изв. АН Арм.ССР, физ.-мат. сер., 18, 146, 1965.
27. В.Г.Ким, А.Кавamura, Y.Yonekura, Y.Fukui, Publ. Astrn. Soc. Japan, 56, 313, 2004.
28. J.G.A.Wouterloot, J.Brand, K.Fiegle, Astrophys. J. Suppl., 98, 589, 1993.
29. Т.Neckel, H.J.Staude, Astron. Astrophys., 131, 200, 1984.
30. L.A.Hillenbrand, S.E.Strom, F.J.Vrba, J.Keene, Astrophys. J., 397, 613, 1992.
31. M.R.Meyer, N.Calvet, L.A.Hillenbrand, Astron. J., 114, 288, 1997.
32. P.S.The, D. de Winter, M.R.Perez, Astron. Astrophys. Suppl., 104, 315, 1994.
33. J.Hernandez, N.Calvet, C.Briceno, L.Hartmann, P.Berlind, Astron. J., 127, 1682, 2004.
34. М.Тapia, P.Persi, J.Bohigas, M.Ferrari-Toniolo, Astron. J., 113, 1769, 1997.
35. E.A.Magnier, A.W.Volp, K.Laan, M.E. van den Ancker, L.B.F.M.Waters, Astron. Astrophys., 352, 228, 1999.
36. R.Ouyed, D.A.Clarke, R.E.Pudritz, Astrophys. J., 582, 292, 2003.
37. M.S.Bessell, J.M.Brett, Publ. Astron. Soc. Pacif., 100, 261, 1988
38. J.A.Cardelli, G.C.Clayton, J.S.Mathis, Astrophys. J., 345, 245, 1989.
39. J.M.Carpenter, Astron. J., 121, 2871, 2001.

INVESTIGATION OF CONSPICUOUS INFRARED
STAR CLUSTER AND STAR-FORMING REGION
"RCW 38 IR CLUSTER"A.L.GYULBUDAGHIAN¹, J.MAY²

Received 21 May 2007

Accepted 18 November 2007

An infrared star cluster RCW 38 IR Cluster, which is also a massive star-forming region, is investigated. The results of observations with SEST (Cerro La Silla, Chile) telescope on 2.6-mm ^{12}CO spectral line and with SIMBA on 1.2-mm continuum are given. The ^{12}CO observations revealed the existence of several molecular clouds, two of which (clouds 1 and 2) are connected with the object RCW 38 IR Cluster. Cloud 1 is a massive cloud, which has a depression in which the investigated object is embedded. It is not excluded that the depression was formed by the wind and/or emission from the young bright stars belonging to the star cluster. Rotation of cloud 2, around the axis having SE-NW direction, with an angular velocity $\omega = 4.6 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ is also found. A red-shifted outflow with velocity $\sim +5.6 \text{ km/s}$, in the SE direction and perpendicular to the elongation of cloud 2, has been also found. The investigated cluster is associated with an IR point source IRAS 08573-4718, which has IR colours typical for a non-evolved embedded (in the cloud) stellar object. The cluster is also connected with a water maser. The SIMBA image shows the existence of a central bright condensation, coinciding with the cluster itself, and two extensions. One of these extensions (the one with SW-NE direction) coincides, both in place and shape, with cloud 2, so that it is not excluded the possibility that this extension might be also rotating like cloud 2. In the vicinity of these extensions there are condensations, resembling HH objects.

Key words: star-forming region:rotation of molecular clouds

1. *Introduction.* There are two types of star-forming regions (SFR): 1. regions where massive star formation is taking place; and 2. SFR where middle and/or low mass stars are originating. Sometimes clusters of stars can occur in SFR. In this paper a young star cluster, RCW 38 IR Cluster, is investigated. This object is being named IR cluster because it is invisible in optics and was discovered through 2MASS images [1,2]. The presence of outflows, an IRAS point source, a water maser and a bright IR nebula, suggests that this object is also a star-forming region of massive stars.

The observations of the region connected with RCW 38 IR Cluster, were carried out on SEST telescope: on 2.6 mm (^{12}CO (1-0)) and with SIMBA on 1.2 mm. ^{12}CO observations revealed the existence of a rotating molecular cloud (cloud 2), and of a second huge molecular cloud (cloud 1), in which the star cluster might have made a depression. There are two extensions on SIMBA image, one of these extensions coincides with a rotating molecular cloud (cloud 2) and follows the shape of that cloud. A red CO outflow,

perpendicular to the elongation of cloud 2, is also investigated. A rather strong magnetic field was discovered in one of the clouds belonging to the large complex of clouds (our clouds 1 and 2 also belong to that complex). The OH Zeeman measurements of magnetic field strength showed that the Zeeman effect was clearly detected in the cloud associated with the HII region RCW 38, with field strength of $38 \pm 3 \mu\text{G}$ [3]. A bright IRAS point source IRAS 08573-4718 [4] and a water maser (with a radial velocity $V_R = -3 \text{ km/s}$) [5] are also connected with the cluster.

The 1.2 mm SIMBA image consists of a central bright condensation (which coincides with the cluster and IRAS 08573-4718) and two possible bipolar outflows, with one of these outflows coinciding, both in place and in shape, with cloud 2. There are also small condensations in the region of RCW 38, resembling HH objects.

2. *The object RCW 38.* The Brazilian astronomers [1,2] searched for embedded clusters and stellar groups in the regions of known nebulae, using the 2MASS images (mainly invisible in optics). The method was rather successful in different regions of the sky. One of the conspicuous IR clusters is situated in the region of RCW 38-Gum22. This cluster contains an IRAS point source IRAS 08573-4718, which has IR colours typical for non evolved sources, embedded in a dark cloud. Unusual is the IR colour $R(2,3)$ with high negative value (see below). Fig.1 is the 2MASS K image

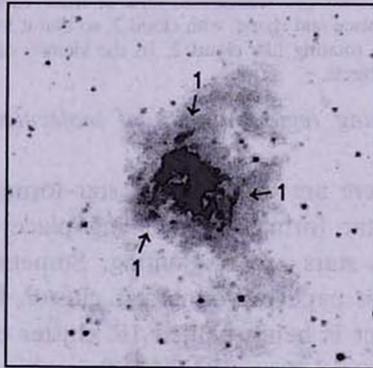


Fig.1. 2MASS K image of RCW 38. N to the top, E to the left. Size of the image is $6' \times 6'$. 1 - condensations, resembling SFR (or HH objects).

of the object RCW 38. There are several bright stars and many faint stars in the cluster RCW 38, a bright nebula and nebular condensations (perhaps SFRs or HH objects) are also connected with the cluster (see Fig.1).

3. *Distance to the object RCW 38.* HII region RCW 38 (and also the infrared cluster RCW 38) is located in the Vela Molecular Ridge. The Vela

Molecular Ridge was discovered by May et al. [6]. These authors interpreted the ridge as evidence that toward Vela we are looking along a spiral arm (Local arm). Murphy and May [7] mentioned, that this region is rather complex, where we can find different objects at quite different distances along the line of sight. Murphy and May [7] considering the CO emission of the Vela Molecular Ridge and photometric distance indicators conclude that the ridge lies between 1 and 2 kpc and that the Vela B cloud (where RCW 38 is located) is at a distance of about 2 kpc.

There were also other attempts to find the distance to RCW 38. Radhakrishnan et al. [8] using 21 cm absorption determined the distance to RCW 38 between 1 and 2 kpc. Muzzio [9] discovered a new young open cluster related to the HII region RCW 38, and located it at 1.7 kpc from the Sun. Zinchenko et al. [10] give the distance to the cloud connected with water maser G267.94-1.06 (this cloud is coincident with the region investigated in the present paper) as 1.7 kpc.

Following most authors we have adopted 1.7 kpc as the distance to RCW 38 and to the IR cluster.

4. *Results of ^{12}CO (1-0) observations.* The IR star cluster RCW 38 is situated in a complex of molecular clouds with different velocities and sizes. The ^{12}CO (1-0) observations toward the region of RCW 38 were carried out in 2003 with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope) telescope at Cerro La Silla, Chile. The telescope beam size at 115 GHz is $45''$ and the beam efficiency is 0.70. The positions toward the source were observed with a spacing of $40''$ in frequency-switched mode with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped with a SIS detector and a

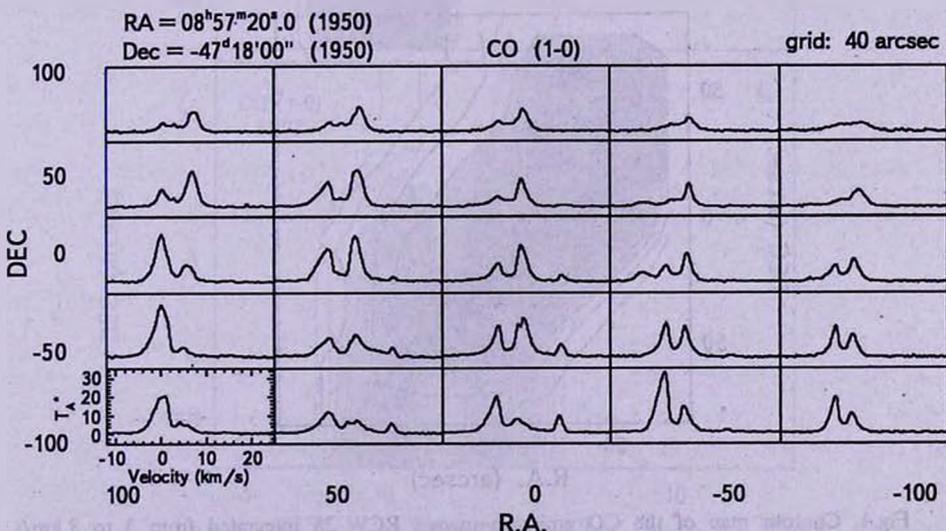


Fig.2. ^{12}CO (1-0) spectra of the region around RCW 38.

high-resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s.

Fig.2 shows the ^{12}CO (1-0) spectra observed toward RCW 38, arranged in a map-like distribution. When looking at Fig.2 it is evident the existence of at least three clouds in the direction of RCW38. However, because of its distance (~ 1.7 kpc) RCW 38 appears connected to two clouds only (clouds 1 and 2). In Fig.3 the radio map distribution of ^{12}CO in the velocity range $(-3-2)$ km/s is shown (cloud 1), while in Fig.4 the radio map in the velocity range $(3-8)$ km/s is presented (cloud 2). The object RCW 38 is situated in a depression in the huge cloud 1 (the velocity of cloud 1 is

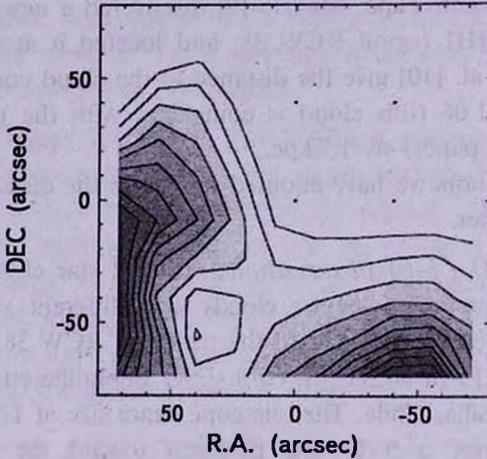


Fig.3. Contour map of the CO emission toward RCW 38 integrated from -3 to 2 km/s (cloud 1). Contour levels every 5 K km/s from 30 to 90 K km/s.

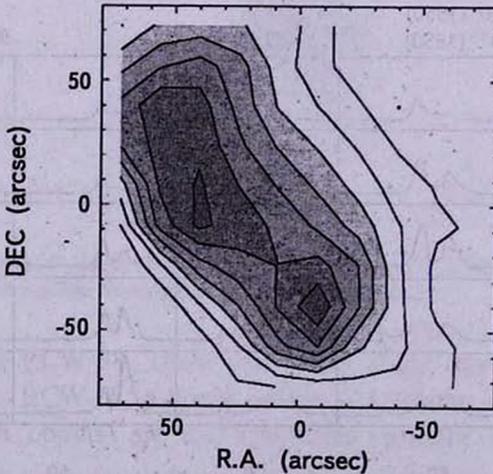


Fig.4. Contour map of the CO emission toward RCW 38 integrated from 3 to 8 km/s (cloud 2). Contour levels every 5 K km/s from 30 to 60 K km/s.

about 0.54 km/s). It is not excluded that this depression was formed by the object itself (by blowing away the material by stellar winds of young bright stars of star cluster RCW 38). The cloud 2 (mean velocity 5.4 km/s) is situated in the neighborhood of RCW 38 and has an elongation in SW-NE direction.

Zinchenko et al. [10] present the results of the observations in CS $J=2-1$ line of that region. The contour maps in Fig.1 of their paper resemble the results obtained in our paper: the contour map in the region

Table 1

DISTRIBUTION OF RADIAL VELOCITY ALONG THE CLOUD 2

80"	40"	0"	-40"	-80"
7.57	7.03	5.95	5.68	--
6.76	6.46	5.41	5.41	5.95
5.68	6.22	5.41	5.14	4.87
4.87	5.68	5.40	4.59	4.33
4.33	5.14	4.59	4.33	4.05

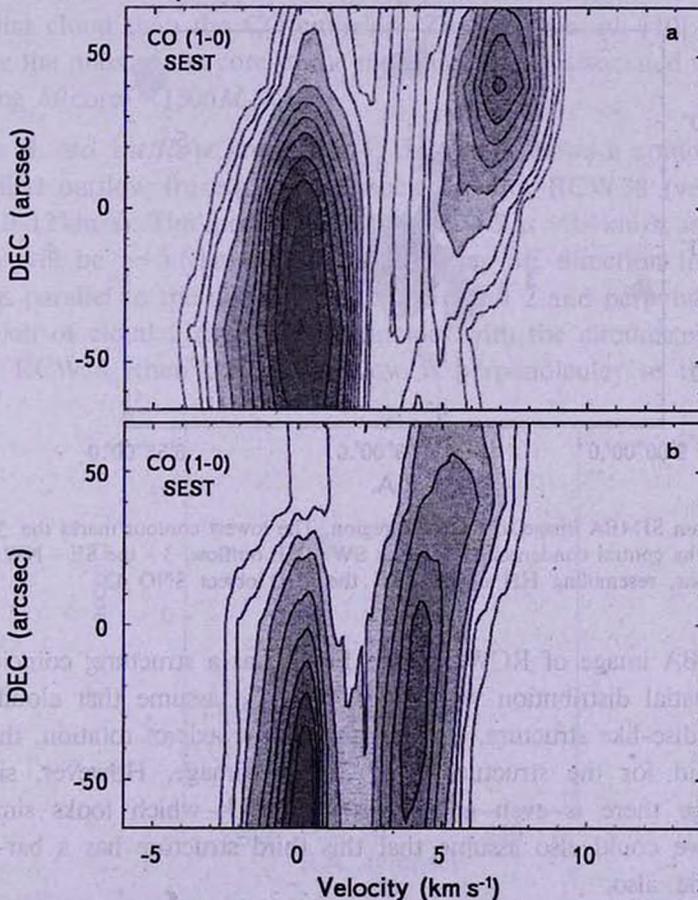


Fig.5. (DEC-V) diagrams: a - for RA offset 80, b - for RA offset -80.

(0 - 4) km/s of paper [10] resembles our cloud 1 and contour map in the region (4 - 8) km/s of paper [10] resembles our cloud 2.

4.1. *Rotation of cloud 2.* In Table 1 the distribution of ^{12}CO (1-0) velocity, obtained from Fig.2, is given. The columns correspond to right ascension (2000), increasing from right to left, while the rows correspond to declination (2000), increasing from bottom to top. The width of each column is 40" and the width of each row is also 40". The coordinates of centre are: R.A.(2000) = $08^{\text{h}}59^{\text{m}}02^{\text{s}}.0$, DEC(2000) = $-47^{\circ}29'43''$. The existence of a velocity gradient is evident in Table 1. The velocity gradient is in SW-NE direction, from 4.05 km/s to 7.57 km/s. This gradient means that there is a rotation of cloud in SW-NE direction, with an axis of rotation having SE-NW direction. The existence of a velocity gradient is evident also in the (DEC - V) diagrams (see Fig.5). If we look at Fig.5, we can see that there is no gradient near the velocity corresponding to cloud 1 (~ 0.54 km/s), but there is an evident velocity gradient near 5.4 km/s, which corresponds to cloud 2.

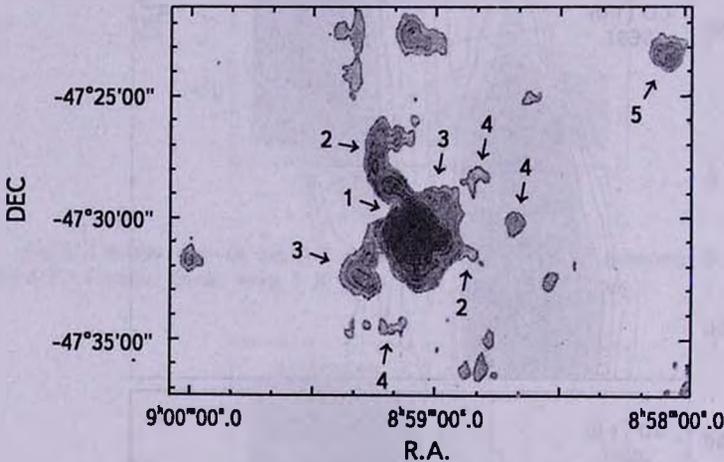


Fig.6. 1.2 mm SIMBA image of RCW 38 region. The lowest contour marks the 3σ r.m.s. noise level. 1 - the central condensation, 2 - the SW - NE outflow, 3 - the SE - NW outflow, 4 - condensations, resembling HH objects, 5 - the YSO object SNO 42.

The SIMBA image of RCW 38 (see Fig.6) has a structure, coinciding in shape and spatial distribution with cloud 2. If we assume that cloud 2 has a bar-like or disc-like structure, rotating around the axis of rotation, the same could be valid for the structure 2 of SIMBA image. However, since in SIMBA image there is even another structure, 3, which looks similar to structure 2, we could also assume that this third structure has a bar-like or disc-like shape also.

We can calculate the momentum of inertia, angular velocity of rotation,

specific angular momentum and energy of rotation of cloud 2.

The angular velocity of rotation of the cloud is $\omega = \Delta V / \Delta R$, it means that it is equal to the gradient of the radial velocity. The gradient of rotation is maximal in SW-NE direction (see Table 1). Since the extension of cloud 2 in that direction is 284" (we obtained from Table 1), and because the distance to the object is ~ 1700 pc, its extension will be ~ 2.41 pc. The velocity difference along cloud 2, in the SW-NE direction, is 3.52 km/s (we obtained from Table 1). Hence we have: $\omega = \Delta V / \Delta R = 3.52 \text{ km/s} / 2.41 \text{ pc} = 4.6 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. The period of rotation will be $T = 2\pi / \omega = 4.4 \cdot 10^6$ year. We can compare this value with the known so far values for other rotating objects. In [11] a rotating isolated globule is investigated. The angular velocity for that globule is $\omega = 4 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. In paper [12] there are data on several rotating clouds (Bok globules) with angular velocities within the range $\omega = (0.3 - 3) \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$, so that cloud 2, from the present paper, has an angular velocity similar to the velocities of fast rotating globules.

Because the CS (2-1) emission originates from the denser regions of a molecular cloud than the CO emission, Zinchenko et al. [10] were able to estimate the mass of the core of the molecular cloud associated with RCW38, obtaining $M(\text{core}) = 1500 M_{\odot}$.

4.2. *A red outflow from RCW 38.* Fig.7 shows a contour map of a red-shifted outflow from a cloud associated with RCW 38 (velocity in the range 10-12 km/s). The mean velocity of cloud 2 is ~ 5.4 km/s, so the outflow velocity will be $\sim +5.6$ km/s. This outflow has SE direction from RCW38, which is parallel to the axis of rotation of cloud 2 and perpendicular to the elongation of cloud 2 (if cloud 2 coincides with the circumstellar dust disc around RCW38, then the red outflow is perpendicular to the dust disc,

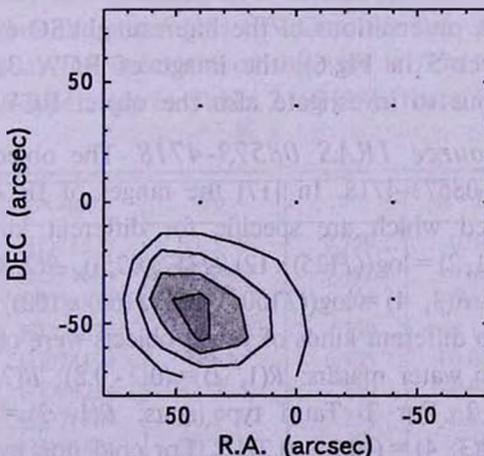


Fig.7. Contour map of the CO emission toward RCW 38 integrated from 10 to 12 km/s (red-shifted outflow). Contour levels every 1 K km/s from 2 to 5 K km/s.

which is rather common for YSO's).

5. *1.2 mm SIMBA observations of RCW 38.* These observations were carried out with the 15m SEST telescope at Cerro La Silla, Chile, with SIMBA. The beam size (FWHM) is 24". The observations were made on August 1, 2002. The flux calibration was achieved with Uranus maps. The reduced and coadded map of RCW 38 is shown in Fig.5 (more complete results are given in [13]). The 1.2 mm map of RCW 38 shows that there is a central bright source (condensation 1 in Fig.6), coinciding with RCW 38 and with IRAS 08573-4718. There are also two extensions in the SW-NE (structure 2 in Fig.6) and SE-NW (structure 3 in Fig.6) directions, not coinciding with the central bright source. Fig.5 of our paper [14] shows the SIMBA image of an interesting star-forming region, SNO 41, consisting of a central bright condensation and one bipolar outflow. At the ends of this outflow there are condensations resembling HH objects, such condensations are present also near RCW 38 (see structures 4 in Fig.6 of present paper). In [15] there is an object (IRAS 20386+6751, embedded in L1157 in Cepheus) resembling images of present paper. That object has a continuum (1.3 mm) image, consisting of two perpendicular bipolar extensions (in [15] one of these extensions is described as an envelope around the object). The ^{12}CO image of IRAS 20386+6751 shows one bipolar outflow (the N-S one, see [15]). In [15] the similarity between the spatial ^{12}CO distribution and the 1.3 mm continuum maps, which is obvious from the corresponding images, indicates that the closer relationship between the outflow of ^{12}CO gas and the dust is very likely, and their interaction is almost certain. The absence of similarity between the second extension (the E-W extension in the case of IRAS 20386+6751) can be explained by the absence of ^{12}CO in the second bipolar extension (there is emission of dust only in that extension).

During the SIMBA observations of the interesting YSO (SNO 42) from the list [16] (see object 5 in Fig.6), the image of RCW 38 appeared so intriguing that forced us to investigate also the object RCW 38 itself.

6. *IRAS point source IRAS 08573-4718.* The object RCW 38 is connected with IRAS 08573-4718. In [17] the ranges of IR colour indexes are statistically obtained which are specific for different kinds of objects (mainly YSOs). For $R(1, 2) = \log((F(25) \times 12)/(F(12) \times 25))$, $R(2, 3) = \log((F(60) \times 25)/(F(25) \times 60))$ and $R(3, 4) = \log((F(100) \times 60)/(F(60) \times 100))$ the following ranges corresponding to different kinds of young objects were obtained. 1. For objects, connected with water masers: $R(1, 2) = (0.2 - 0.8)$; $R(2, 3) = (0 - 1.3)$; $R(3, 4) = (-0.3 - 0.3)$. 2. For T Tauri type stars: $R(1, 2) = (-0.25 - 0.15)$; $R(2, 3) = (-0.5 - 0.1)$; $R(3, 4) = (-0.25 - 0.2)$. 3. For cold non evolved sources, embedded in dark clouds: $R(3, 4) > 0.3$. For IRAS 08573-4718 we have:

$R(1, 2) = 0.32$; $R(2, 3) = -3.42$; $R(3, 4) = 3.68$ (we used the data from [4]). These IR colours are typical for type 3 sources from [17] (cold non evolved sources, embedded in dark clouds). Unusual is $R(2, 3)$ with high negative value ($R(2, 3) = -3.42$).

7. *Several stars connected with RCW 38.* We decided to investigate the population of RCW 38 and for that purpose we have chosen from Vizier several stars in the central part of star cluster RCW 38. The coordinates and near IR data on these stars are presented in Table 2. In Table 2 the following information is given: the number of each star (column 1), the coordinates of the stars (columns 2 and 3), the value of J (column 4), and IR colours (columns 5 and 6) (from Vizier).

Table 2

THE NEAR IR COLOURS OF SEVERAL STARS IN THE
CENTRAL PART OF RCW 38

NN	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	J	$J - H$	$H - K$
1	08 ^h 59 ^m 02 ^s .00	-47°30'27".9	12.707	-0.223	1.134
2	08 59 02.08	-47 30 24.0	12.600	-0.860	1.591
3	08 59 01.72	-47 30 24.0	12.497	-0.879	2.848
4	08 59 02.72	-47 30 26.7	13.567	2.265	1.360
5	08 59 02.60	-47 30 34.4	12.595	-0.609	1.138
6	08 59 01.70	-47 30 37.2	11.137	0.811	0.433
7	08 59 01.47	-47 30 22.1	12.497	-1.057	2.979
8	08 59 01.12	-47 30 31.7	13.047	-2.944	0.951
9	08 59 01.09	-47 30 26.1	13.976	-0.032	3.104

If we compare these stars with middle and low mass non stable stars (T Tauri, Herbig Ae/Be, FU Ori type stars) in Table 2 of [18], we will see that there is only one similarity in $J - H$ and $H - K$: of star 4 of Table 2 from the present paper and star 6 [18] (PV Cep, the star, connected with variable cometary nebula, the spectrum of this star is A5e + shell). There are also occasional late-type stars in Table 2 of [18], there is no similarity of near

Table 3

NN	Name	Sp	J	$J - H$	$H - K$
1	HD71528	B2.5 V	7.729	-0.047	+0.017
2	HD71609	B2.5 IV	7.497	+0.007	+0.046
3	HD73882	O8 V	6.107	+0.087	+0.103
4	HD74375	B2 III	4.730	-0.122	+0.266
5	HD74194	O9 k	6.935	+0.048	+0.079
6	HD74234	B2 V k	7.210	-0.071	-0.045
7	HD75724	B0.5 V	7.754	-0.075	-0.030
8	HD75821	O9.5 II	5.606	-0.103	-0.058
9	HD76341	O9 I	6.436	+0.030	+0.089
10	HD89137	O9.5 V	8.072	-0.058	+0.013

IR colours of stars of Table 2 of present paper with these late-type stars.

In Table 3 the data on near IR colours of several occasional early type stars from [17] are given. In Table 3 the following information is presented: the number for each star (column 1), the name of the stars (column 2), the spectra of the stars from [19] (column 3), the values of J from Vizier (column 4) and the values of near IR colours (columns 5 and 6) (from Vizier).

If we compare the data from Tables 2 and 3, it is obvious that the values for $J-H$ are mainly negative in both Tables (though the absolute quantities of negative values in Table 2 are larger than in Table 3). The values of $H-K$ are larger in Table 2 than in Table 3 (there are three negative values in Table 3). We can conclude that the stars of Table 2 are mainly early-type stars (similarities in $J-H$ in both Tables), but these stars (the stars of cluster RCW 38) have rather thick and cold circumstellar envelopes (or discs), because they have much larger values of $H-K$ than the occasional early type stars from Table 3.

Let us take the data of IR colours for O stars, connected with radial systems of dark globules. We choose occasional O type stars, connected with radial systems: HD 5005 and CD -47 4575 (both have spectral type O5 V). For these stars we have: 1. HD 5005, $J=7.796$, $J-H=0.003$, $H-K=0.01$, 2. CD -47 4575, $J=8.587$, $J-H=0.333$, $H-K=0.181$ (Vizier). The values of IR colours for these stars are rather close to zero, the same is taking place for occasional early type stars from Table 3.

8. *Conclusions.* There are two types of star-forming regions: with massive stars and with stars with middle and/or low mass stars. In this paper an interesting star-forming region with massive stars is investigated. That SFR is associated with an IR star cluster RCW 38 IR Cluster, which is invisible in optics, but well seen in 2MASS images. The observations carried out on SEST telescope (Cerro La Silla, Chile) revealed interesting structures and phenomena connected with that object. ^{12}CO (1-0) observations showed the existence of several molecular clouds, two of which are associated with the investigated cluster. Cloud 1 is a large cloud with a depression, in which the cluster might be embedded (it is not excluded the possibility that the depression was formed by the young bright stars of RCW 38 cluster). Cloud 2 is a bar-shaped or disc-shaped cloud, which is rotating around the axis of rotation with an angular velocity $4.6 \cdot 10^{-14} \text{s}^{-1}$, so it is a rather fast rotator. A red-shifted molecular outflow in SE direction from RCW 38 (with velocity $\sim +5.6 \text{ km/s}$) is investigated. That outflow is perpendicular to the elongation of cloud 2.

The SIMBA observations show the existence of a bright central source, coinciding with the object RCW 38, and two almost perpendicular extensions. The extension in SW-NE direction coincides with the molecular cloud 2 both in coordinates and in shape (we can presume that this extension is

also rotating like the cloud 2). The absence of emission in ^{12}CO , where the second extension of SIMBA image is located (the SE-NW one), can be explained as an absence of ^{12}CO gas mixed with dust in that extension.

It is not excluded that the shape of ^{12}CO and SIMBA images are due to the existence of a strong magnetic field in the clouds. Such a strong magnetic field was discovered by OH Zeeman measurements of one of the clouds belonging to the complex, in which the clouds 1 and 2 are also included (the strength of that magnetic field was estimated as $38 \pm 3 \mu\text{G}$). A water maser is also associated with RCW 38 cluster [5].

We have chosen nine stars from the central part of the cluster RCW 38 (to investigate the population of that cluster). The near IR colours of 7 stars correspond to the early type stars, having thick cold envelopes (or discs).

Acknowledgements. We thank F.Azagra for helping with the CO data reduction. J. M. acknowledges support from the Chilean Centro de Astrofísica FONDAP 15010003.

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

² Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Casilla 36-D, Santiago, Chile, e-mail: jmay@das.uchile.cl

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕОБЫЧНОГО ИНФРАКРАСНОГО ЗВЕЗДНОГО СКОПЛЕНИЯ И ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ "RCW 38 IR CLUSTER"

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН¹, Х.МАЙ²

Исследовано инфракрасное звездное скопление RCW 38 IR Cluster, которое также является областью звездообразования для массивных звезд. Приводятся данные наблюдений на телескопе SEST (Ла Силья, Чили) на 2.6-мм ^{12}CO и с SIMBA на 1.2-мм. ^{12}CO наблюдения выявили наличие нескольких молекулярных облаков, два из которых (облака 1 и 2) связаны с объектом RCW 38 IR Cluster. Облако 1 является большим массивным облаком, имеющим депрессию, в которой расположен исследуемый объект. Не исключено, что депрессия образована звездным ветром и/или излучением молодых ярких звезд, принадлежащих звездному скоплению RCW 38 IR Cluster. Обнаружено также вращение облака 2 вокруг оси, имеющей направление ЮВ-СЗ, с угловой скоростью $\omega = 4.6 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$. В ЮВ направлении от объекта обнаружено красное

истечение со скоростью +5.6 км/с. Это истечение перпендикулярно вытянутости облака 2. Исследуемое скопление ассоциируется с ИК точечным источником IRAS 08573-4718, который имеет ИК-цвета, типичные для непроэволюционировавшего, скрытого (в облаке) звездного объекта. Скопление также связано с мазером воды. SIMBA изображение показывает наличие центрального яркого сгущения, совпадающего с самим скоплением, и двух отростков. Один из этих отростков (имеющий направление ЮЗ-СВ) по координатам и форме совпадает с облаком 2, так что не исключено, что и этот отросток вращается подобно облаку 2. В непосредственном окружении этих отростков имеются сгущения, напоминающие объекты X-A.

Ключевые слова: *область звездообразования; вращение молекулярных облаков*.

REFERENCES

1. *E.Bica, C.M.Dutra, B.Barbu*, *Astron. Astrophys.*, **397**, 177, 2003.
2. *C.M.Dutra, E.Bica, J.Soaes, B.Barbu*, *Astron. Astrophys.*, **400**, 533, 2003.
3. *T.L.Bourke, P.C.Myers, G.Robinson, A.R.Hyland*, *Astrophys. J.*, **554**, 916, 2001.
4. IRAS Point Source Catalogue, Version 2, 1988, Washington, D.C.
5. *M.A.Braz, N.Epchtein*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **54**, 167, 1983.
6. *J.May, D.C.Murphy, P.Thaddeus*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **73**, 51, 1988.
7. *D.C.Murphy, J.May*, *Astron. Astrophys.*, **247**, 202, 1991.
8. *V.Radhakrishnan, W.M.Goss, J.D.Murray, J.W.Brooks*, *Astrophys. J.*, **203**, 49, 1972.
9. *J.C.Muzzio*, *Astron. J.*, **84**, 639, 1979.
10. *L.Zinchenko, K.Mattila, M.Toriseva*, *Astron. Astrtrophys. Suppl. Ser.*, **111**, 95, 1995.
11. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, *Astrofizika*, **47**, 415, 2004.
12. *R.D.Kane, D.P.Clemens*, *Astron. J.*, **113**, 1799, 1997.
13. *A.L.Gyulbudaghian, M.Nielbock*, *Astron. Astrophys.*, 2007, in press.
14. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, *Astrofizika*, **50**, 5, 2007.
15. *R.Chini, D.Ward-Thompson, J.M.Kirk et al.*, *Astron. Astrophys.*, **369**, 155, 2001.
16. *A.L.Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzalez, R.Mendez*, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **40**, 137, 2004.
17. *J.Wouterloot, C.Walmsley*, *Astron. Astrophys.*, **168**, 237, 1986.
18. *A.L.Gyulbudaghian, J.May*, *Astrofizika*, **48**, 101, 2005.
19. Star Catalogue 2000.0. V.1, eds. A.Hirshfeld, R.W.Sinnott, Sky Publishing Corporation, 1982.

BVRI CCD-ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В
ОКРЕСТНОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ
ЯДРАМИ. IVВ.Т.ДОРОШЕНКО^{1,2}, С.Г.СЕРГЕЕВ², Ю.С.ЕФИМОВ²,
С.А.КЛИМАНОВ², С.В.НАЗАРОВ²

Поступила 11 октября 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

Мы представляем результаты наблюдений 24 звезд в окрестностях трех сейфертовских галактик MCG +08-23-067, Mrk 817 и Mrk 290. Наблюдения проводились с матричным фотометром в полосах *BVRcIc*. Диапазон звездных величин наблюдавшихся звезд в фильтре *V* от 13.5 до 17.2. Для звезд почти 15 зв. вел. типичная фотометрическая ошибка составляет 0.011, 0.011, 0.008 и 0.010 зв. вел. в полосах *BVRI*, соответственно. Для всех исследованных звезд *BVRI* величины ранее не были известны. В поле галактики Mrk 290 обнаружена звезда с периодическим изменением блеска с $P=1.518$ суток и средней величиной в фильтре *V*=14.80, которая, возможно, принадлежит к классу "запятанных" звезд. Карты для отождествления звезд размером 14' x 14' прилагаются. Результаты могут быть использованы для дифференциальной фотометрии ядер активных галактик в *BVRI* полосах.

Ключевые слова: *активные ядра галактик, звезды сравнения, оптическая фотометрия*

1. *Введение.* Эта работа является продолжением трех предыдущих работ по фотометрии звезд сравнения в окрестностях активных галактик, которую мы начали с конца 2001г. в Крымской астрофизической обсерватории. В более ранних статьях [1-3] приводятся данные о звездах сравнения для 54 объектов с прямым восхождением от 0 до 24 часов. Представленная статья включает 3 галактики с активными ядрами: MCG +08-23-067, Mrk 817 и Mrk 290.

2. *Наблюдения и измерения.* Все наблюдения были сделаны в течение марта-июля 2007г. на 70-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории с помощью CCD камеры AP7p. Оборудование, процесс наблюдений и редукция данных были подробно описаны в работе [1]. Фотометрические измерения в окрестностях MCG +08-23-067 и Mrk 817 проводились методом апертурной фотометрии с апертурой диаметром 15", а в окрестности Mrk 290 с апертурой 12", поскольку в апертуру $A=15''$ при измерении галактики могла попадать звезда. Для калибровки использовались вторичные стандарты в ранее исследованных полях в четырех сейфертовских галактик [1,2]: NGC 3227, NGC 3516, NGC

4051 и NGC 5548, которые наблюдались нами в те же ночи, что и три исследуемые галактики. Одна из относительно ярких звезд в каждом поле была принята нами в качестве главной звезды для калибровки. Как

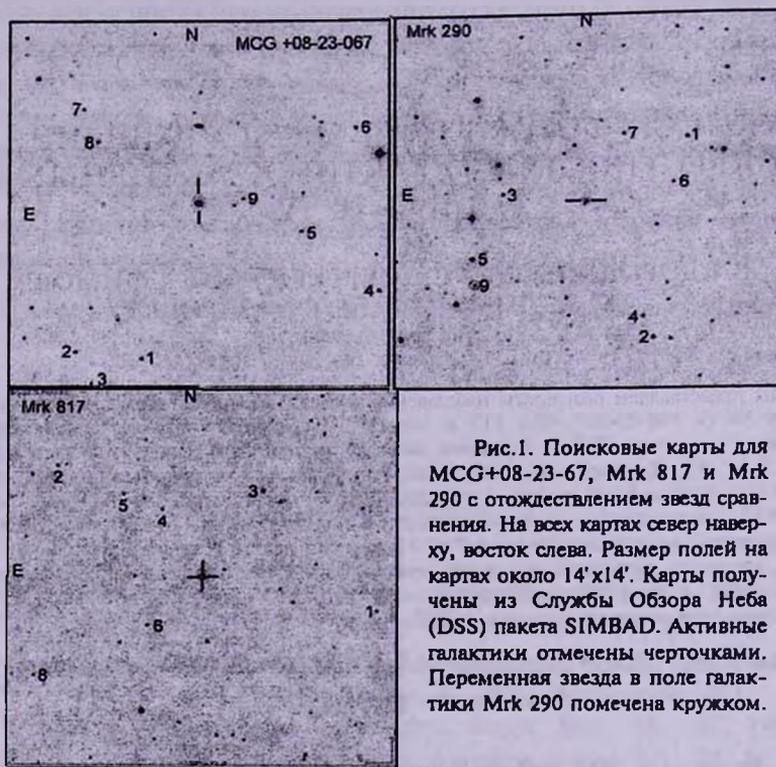


Рис.1. Поисковые карты для MCG+08-23-67, Mrk 817 и Mrk 290 с отождествлением звезд сравнения. На всех картах север наверху, восток слева. Размер полей на картах около 14' x 14'. Карты получены из Службы Обзора Неба (DSS) пакета SIMBAD. Активные галактики отмечены черточками. Переменная звезда в поле галактики Mrk 290 помечена кружком.

правило эту звезду мы выбирали так, чтобы она была не слабее галактики, и ее измерения блеска имели бы достаточно малую ошибку, и чтобы она находилась не слишком далеко от галактики. Для калибровки выбраны только хорошие фотометрические ночи, когда среднеквадратичные изменения потока от звезды во время нескольких измерений в течение ночи не превышали 1.5%, и когда качество изображений было не хуже 4". Чтобы получить звездные величины звезды сравнения, свободные от атмосферной экстинкции, мы использовали усредненную по ночам зависимость между разностями звездных величин и разностями воздушных масс двух звезд. При этом, одна звезда находилась в поле, звезды которого нужно было калибровать, т.е. в поле MCG +08-23-067, Mrk 817 и Mrk 290 (рис.1), а другая звезда находилась в поле, звезды которого служили стандартом, т.е. в поле NGC 3227 (звезда №1), NGC 3516 (звезда №1), NGC 4051 (звезда G4) и NGC 5548 (звезда №2). Затем в каждом фильтре на основе калибровок по нескольким стандартным областям мы вычисляли среднее значение звездной величины. Типичная неопределенность такого

метода составила 0.012, 0.009, 0.007 и 0.007 зв. величины в *BVR* и *I* полосах, соответственно. Далее дифференциальная фотометрия всех звезд, выбранных в качестве кандидатов в звезды сравнения, проводилась относительно главной звезды в поле каждой активной галактики. Впоследствии, с помощью уравнений преобразования, которые обсуждались в работе [1], мы переводили инструментальные звездные величины в международную систему Джонсона-Кузинса (*BVRcIc*).

3. *Результаты.* Координаты исследованных полей даны в табл.1, где указано: число наблюдательных ночей (колонка 4), число звезд, выбранных в качестве звезд сравнения (колонка 5), а также обозначения главной звезды (колонка 6) и обозначение переменных звезд, обнаруженных нами в исследуемом поле (колонка 7).

Таблица 1

Объект	Тип	Координаты (2000)		Количество		Обозначение	
		α	δ	ночей	зв.ср.	гл.зв.	пер. зв.
MCG +08-23-67	Sy1	12 ^h 36 ^m 51 ^s .0	+45°39'03"1	60	9	1	-
Mrk 817	Sy1	14 36 22.2	+58 47 39.3	70	7	3	-
Mrk 290	Sy1	15 35 52.4	+57 54 09.2	62	8	1	9

Для обнаружения возможных переменных звезд в полях AGN мы использовали критерий χ^2 .

BVRcIc звездные величины всех измеренных нами звезд даны в табл.2. Для каждой звезды в табл.2 указаны: в колонке 1 ее обозначение в нашем поле с указанием переменности звезды (*var*), если она обнаружена; в колонках 2 и 3 даны координаты звезды, взятые нами из интерактивной программы Aladin в пакете SIMBAD. В колонках 4-13 указаны средние звездные величины в фильтрах *BVRcIc* и их ошибки. Поскольку наш фильтр *R1* близок к фильтру *I* в системе Кузинса, то мы получили две различных версии звездной величины *Ic*: одна определялась по наблюдениям в фильтре *R1* и соответствующая колонка в табл.2 обозначена как *Ic1*, а другая система *Ic* величин получена из наблюдений в фильтре *I* и соответствующая колонка в табл.2 обозначена как *Ic2*. Стандартные отклонения, помещенные в табл.2, включают все типы неопределенностей и дополнительные ошибки, полученные эмпирически и подробно обсуждаемые в первой части работы [1]. Для звезд почти 15 зв. величины типичные неопределенности составляют: $\sigma \approx 0^m.010$, $0^m.011$ в фильтрах *B*, *V*, $\sigma \approx 0^m.008$ в фильтре *R* и $\sigma \approx 0^m.012$ в фильтре *I*.

4. Обсуждение исследованных полей.

4.1. *MCG +08-23-067.* Этот объект принадлежит к сейфертовским галактикам первого типа (Sy1). Для этой области мы использовали

BVRcIc ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ AGN

Объект	Координаты 2000		B		V		Rc		Ic1		Ic2	
MCG+8-23-67	12 ^h 36 ^m 51 ^s .0	+45°39'03".1										
1	12 37 03	+45 33 04	15.031	0.006	14.435	0.007	14.067	0.004	13.714	0.007	13.713	0.006
2	12 37 17	+45 33 18	15.197	0.009	14.758	0.009	14.472	0.006	14.205	0.007	14.205	0.009
3	12 37 14	+45 32 03	16.934	0.024	15.944	0.019	15.310	0.010	14.647	0.010	14.630	0.013
4	12 36 12	+45 35 43	15.677	0.011	14.986	0.010	14.596	0.009	14.233	0.010	14.227	0.011
5	12 36 29	+45 38 02	17.360	0.043	16.005	0.016	15.165	0.009	14.427	0.009	14.428	0.010
6	12 36 17	+45 42 04	16.288	0.019	15.015	0.011	14.201	0.008	13.436	0.008	13.419	0.008
7	12 37 16	+45 42 44	16.064	0.014	15.220	0.010	14.723	0.008	14.272	0.009	14.275	0.011
8	12 37 13	+45 41 29	16.708	0.021	15.891	0.012	15.418	0.011	14.988	0.014	14.994	0.017
9	12 36 42	+45 39 19	18.565	0.131	17.161	0.040	16.265	0.018	15.443	0.018	15.451	0.017
Mrk 817	14 36 22.2	+58 47 39.3										
3	14 36 07	+58 50 39	14.566	0.016	13.660	0.010	13.167	0.008	12.716	0.009	12.715	0.008
1	14 35 37	+58 46 31	16.484	0.031	15.903	0.023	15.542	0.021	15.183	0.025	15.181	0.019
2	14 36 59	+58 51 31	16.428	0.030	15.110	0.013	14.281	0.007	13.566	0.008	13.572	0.008
4	14 36 32	+58 50 01	16.220	0.023	15.658	0.021	15.305	0.011	14.968	0.017	14.982	0.020
5	14 36 42	+58 50 33	16.087	0.017	15.165	0.016	14.644	0.008	14.186	0.010	14.187	0.010
6	14 36 36	+58 46 00	16.126	0.019	15.455	0.016	15.052	0.011	14.693	0.013	14.700	0.016
8	14 37 05	+58 44 17	16.400	0.019	15.813	0.027	15.433	0.015	15.067	0.015	15.070	0.017
Mrk 290	15 35 52.4	+57 54 09.2										
1	15 35 25	+57 56 42	14.926	0.008	14.078	0.015	13.600	0.009	13.180	0.009	13.188	0.011
2	15 35 33	+57 49 04	14.599	0.008	13.880	0.006	13.466	0.006	13.054	0.006	13.061	0.006
3	15 36 15	+57 54 22	15.616	0.010	15.075	0.008	14.731	0.007	14.420	0.009	14.431	0.007
4	15 35 36	+57 49 50	16.138	0.012	15.213	0.009	14.648	0.007	14.137	0.007	14.143	0.008
5	15 36 23	+57 51 55	14.514	0.009	13.461	0.008	12.836	0.007	12.319	0.007	12.328	0.006
6	15 35 28	+57 54 56	16.086	0.013	15.470	0.009	15.091	0.006	14.736	0.008	14.748	0.010
7	15 35 42	+57 56 46	16.094	0.012	15.454	0.010	15.059	0.006	14.666	0.007	14.675	0.008
9 var	15 36 22	+57 50 55	16.001	0.050	14.758	0.043	13.923	0.031	13.121	0.026	13.122	0.023

наблюдения с 21.03.2007 по 14.07.2007, всего 60 ночей. Нами были выбраны 9 звезд в качестве кандидатов в звезды сравнения. Главная звезда №1 (рис.1) была калибрована относительно звезды №1 в поле NGC 3227 по 23 общим ночам хорошего качества, удовлетворяющих перечисленным выше условиям, а также по звезде №1 в поле NGC 3516 (30 ночей), по звезде G4 в поле NGC 4051 (33 ночи) и по звезде №2 в поле NGC 5548 (32 ночи). За окончательную оценку было принято среднее значение из этих калибровок. Среди выбранных звезд не было обнаружено переменных звезд в указанный наблюдательный период. Мы не нашли в литературе ссылок на работы, где были бы исследованы звезды в окрестностях этой галактики.

4.2. *Mrk 817*. Это сейфертовская галактика I типа. Использовались наблюдения в течение 70 ночей за время с 20.03.2007 по 17.07.2007. В качестве главной звезды была выбрана звезда №3 (рис.1). Она была

калибрована относительно звезды №1 в поле NGC 3227 по 23 ночам хорошего фотометрического качества, а также по звезде №1 в поле NGC 3516 (36 ночей), по звезде G4 в поле NGC 4051 (38 ночей) и по звезде №2 в поле NGC 5548 (36 ночей). Среднее значение из этих калибровок было принято за окончательную оценку. Затем была выполнена дифференциальная фотометрия еще 6-ти звезд относительно звезды №3. Среди исследованных звезд не были обнаружены звезды, которые за исследованный период показали бы переменность, значимо превышающую ошибки наблюдений. Три звезды (№3, №4 и №6) оказались общими со звездами, измеренными в работе [4], имевшими у авторов обозначения соответственно №6, №7 и №2. Однако звездные величины в работе [4] сделаны в нестандартной довольно узкополосной системе. Поэтому их невозможно сравнивать с нашими данными, даже если использовать приводимые авторами соотношения для перевода их значений в обычные BV величины.

4.3. *Mrk 290*. Мы анализировали наблюдения этой Sy1 галактики, полученные в течение 62 ночей за период с 20.03.2007 по 17.07.2007. В качестве кандидатов в звезды сравнения были выбраны 8 звезд, а среди них в качестве главной взята звезда №1 (рис.1), которая была калибрована относительно звезды №1 в поле NGC 3227 по 25 ночам, по звезде №1 в поле NGC 3516 (35 ночей), по звезде G4 в поле NGC 4051 (38 ночей) и по звезде №2 в поле NGC 5548 (35 ночей) и окончательно в таблице приводится средняя величина из этих калибровок во всех фильтрах. В опубликованной литературе лишь в работе [4] имеются оценки звезд сравнения в поле этой галактики. Две звезды (№6 и №7) являются общими со звездами соответственно №5 и №6 из работы [4], но по причине, указанной выше, оказалось невозможным сравнить их звездные величины. Среди исследованных звезд одна звезда (№9) оказалась явно переменной звездой.

4.4. *Исследование звезды №9 в поле Mrk 290*. По каталогу NOMAD1 [<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/cats/I.htm>] эта звезда имеет номер 1478-0314015 и координаты $\alpha = 15^{\text{h}}36^{\text{m}}22^{\text{s}}.56$, $\delta = +57^{\circ}50'53''.9$ (2000.0). Звезда находится на галактической широте $b = 47^{\circ}.9$ и, скорее всего, межзвездное поглощение невелико. Действительно, согласно данным Шлегеля и др. [5], в направлении на эту звезду $E(B - V) = 0^{\text{m}}.013$ и поглощение в полосе $V = 0^{\text{m}}.043$. $BVRI$ данные по звезде №9 за 62 ночи наблюдений были проанализированы методом Диминга [6] на предмет поиска периодичности. На рис.2а, 2б приведены периодограмма в полосе V и спектральное окно данных. В спектральном окне четко выделяется пик на частоте $\nu_w = 1.001$ циклов в сутки, а на самой периодограмме

присутствуют пики на частоте $\nu_1 = 0.659$ циклов в сутки ($P = 1.5178$ дня) и на частотах $\nu_2 = 0.342$ и $\nu_3 = 1.659$ циклов в сутки, которые появляются в результате взаимодействия частоты спектрального окна ν_w с частотой ν_1 : $\nu_2 = \nu_w - \nu_1$ и $\nu_3 = \nu_w + \nu_1$. Пик на частоте $\nu_4 = 1.343$ тоже появляется в результате сопряжения частоты ν_2 с частотой ν_w : $\nu_4 = \nu_w + \nu_2$. Заметим также, что вычитание кривой блеска с периодом $P = 1.5178$ дня из основной кривой блеска и последующее построение периодограммы для разностной кривой не привело к появлению на периодограмме каких-либо пиков, превышающих уровень шума (см. рис.2с).

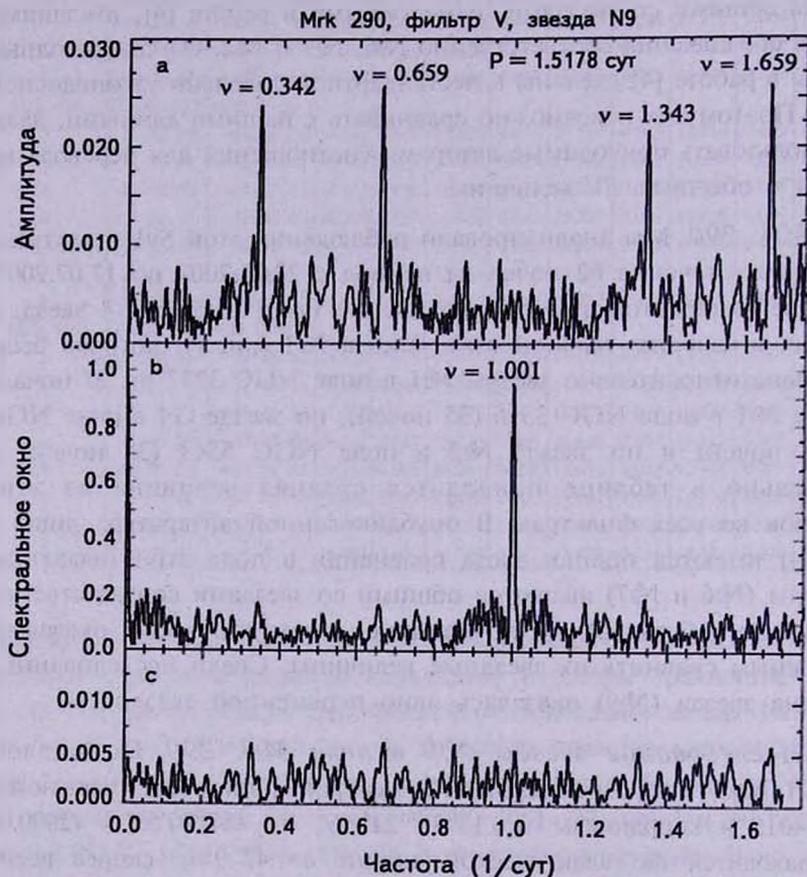


Рис.2. (а, б) Периодограмма и спектральное окно для данных в полосе V по звезде №9 в поле галактики Mrk 290. На рис.2с приведена периодограмма после вычитания из исходной кривой блеска периодических изменений с периодом $P = 1.5178$ суток. Аналогичные периодограммы получаются и для данных в остальных спектральных полосах.

На рис.3 приводится кривая блеска звезды №9 в полосе V и фазовая кривая, свернутая с периодом $P = 1.5178$ дня. Для фазовой кривой за начальную эпоху взято $JD = 2454180$. В других спектральных

полосах $V R c I c$ фазовые кривые похожи. Все они довольно симметричны. Амплитуда переменности, полученная по сглаженным фазовым кривым блеска, невелика: $\Delta B = 0^m.106$, $\Delta V = 0^m.098$, $\Delta R = 0^m.078$, $\Delta R I = 0^m.056$ и $\Delta I = 0^m.053$. Средняя звездная величина в полосе V и средние наблюдаемые показатели цвета таковы: $V = 14.758$, $B - V = 1.245$, $V - R c = 0.835$ и $V - I c = 1.637$. Наложение средней периодической кривой блеска на наблюдаемую кривую блеска не показало наличия достаточно больших отклонений, указывающих на присутствие сильных вспышек. Однако дисперсия точек около средней кривой довольно велика. Так, стандартное отклонение от средней фазовой кривой всегда больше средней ошибки наблюдений. Например, стандартные отклонения от средней фазовой кривой в полосах $B V R c I c$ равны соответственно 0.027, 0.023, 0.016 и 0.013 зв. величины, а характерная ошибка одного наблюдения в тех же спектральных полосах составляет 0.019, 0.011, 0.007 и 0.007 зв.

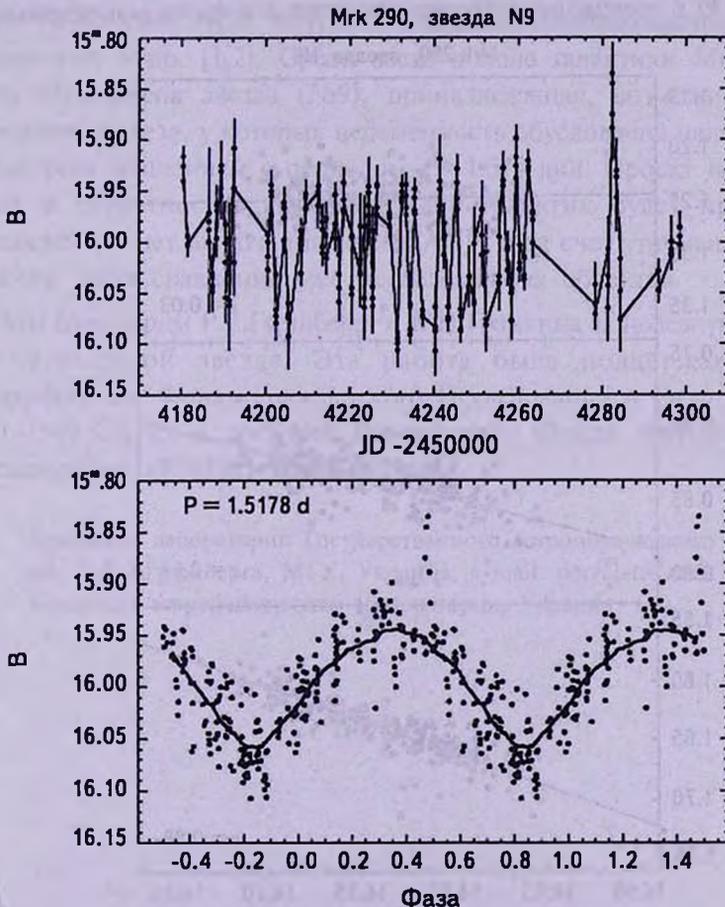


Рис.3. Кривая блеска в зависимости от времени и фазовая кривая блеска с периодом $P = 1.5178$ дня в полосе V . Сплошной линией на фазовых кривых показано усреднение скользящим средним.

величины. Это позволяет предположить, что в дисперсию точек вокруг средней фазовой кривой, помимо ошибок наблюдения, вносят вклад еще какие-то нестационарности. Не исключено, что нам удалось даже отнаблюдать возможную небольшую голубую вспышку с амплитудой $\Delta B \sim 0^m.1$, которая произошла 30 июня 2007г. (JD = 2454282.416).

Пока трудно точно определить тип переменности, не имея спектра этой звезды. По показателю цвета $B - V$ звезду можно отнести к спектральному классу K5-K6. Однако почти симметричная форма фазовых кривых блеска (рис.3), а также изменения показателей цвета в зависимости от блеска, показанные на рис.4, характерны для "запятненных" звезд: при увеличении блеска показатель цвета $B - V$ практически не меняется, а показатели цвета $V - R$ и $V - I$ уменьшаются, т.е. звезда "голубеет". Зависимость " $V - (B - I)$ " свидетельствует против принадлежности исследуемой звезды к классу цефеид, поскольку у цефеид ($B - I$) с изменением блеска меняется и в фазах максимального

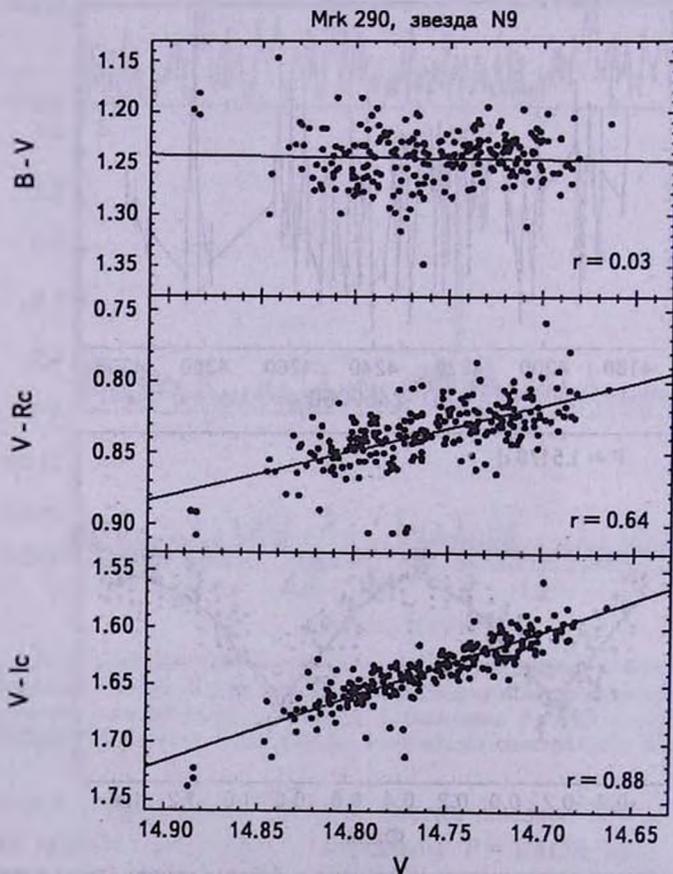


Рис.4. Соотношения "показатели цвета $B - V$, $V - Rc$ и $V - Ic$ против блеска в полосе V " для звезды №9.

блеска показатель цвета обычно бывает меньше, чем в фазах минимального блеска [7]. Кроме того, при периоде $P=1.5$ дня показатели цвета $B-V$ цефеид должны быть около $0^m.6$, что не согласуется с наблюдаемым нами показателем цвета у звезды №9 - ($B-V=1.24$) [8].

Таким образом, мы приходим к выводу, что обнаруженная нами переменная звезда, вероятно, принадлежит к «пятнистым» карликовым звездам спектрального класса K5-K6.

5. *Заключение.* В этой работе мы представили *BVRcIc* фотометрию 24 звезд в окрестностях 3 сейфертовских галактик: MCG +08-23-067, Mrk 817 и Mrk 290. Звездные величины наблюдаемых звезд покрывают область звездных величин от $13^m.5$ до $17^m.2$ в полосе *V*. Типичная неопределенность для звезд 15^m составляет $0^m.010$, $0^m.011$ в фильтрах *B* и *V*, $0^m.008$ в фильтре *R*, и $0^m.011$ в фильтре *I*. Для калибровки звезд мы использовали вторичные стандарты в звездных полях вокруг NGC 3227, NGC 3516, NGC 4051 и NGC 5548, опубликованные в работах Дорошенко и др. [1,2]. Среди звезд в поле галактики Mrk 290 нами была обнаружена звезда (№9), принадлежащая, возможно, к классу переменных звезд, у которых переменность обусловлена наличием пятен и быстрым вращением с периодом $P=1.518$ дня. Проект исследования звезд в окрестностях активных ядер галактик будет продолжен и расширен за счет включения новых AGN и за счет уточнения звездных величин звезд сравнения уже исследованных объектов.

Мы благодарим Р.Е.Гершберга и К.Н.Гранкина за полезную дискуссию по переменной звезде. Эта работа была поддержана грантом Американского Фонда Гражданского Исследования и Развития (CRDF) UP1-2549-CR-03 и грантом Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ) № 06-02-16843.

¹ Крымская лаборатория Государственного астрономического института им. П.К.Штернберга, МГУ, Украина, e-mail: dorvalen@mail.ru

² Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

BVRI CCD-PHOTOMETRY OF COMPARISON STARS
IN THE FIELDS OF ACTIVE GALAXIES. IVV.T.DOROSHENKO^{1,2}, S.G.SERGEEV², YU.S.EFIMOV²,
S.A.KLIMANOV², S.V.NAZAROV²

We present results of the CCD BVRI observations of 24 comparison stars in the fields of 3 Seyfert galaxies MCG +08-23-067, Mrk 817 и Mrk 290. The stellar magnitudes of observed stars cover the range from 13.5 to 17.2 in the filter V. Typical photometric uncertainty for stars 15 mag is 0.011, 0.010, 0.008 and 0.010 mag in BVRI bands respectively. BVRI magnitudes of all stars have never been published before. In the fields of Mrk 290 we revealed variable star with $V=14.8$ and periodical changes of brightness ($P=1.518$ days), which probably belongs to the class of spotted stars. Finding charts with the field of view about $14' \times 14'$ are also presented. These results can be used for differential photometry of AGNs in BVRI bands.

Key words: *AGN:comparison stars:optical photometry*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова и др., *Астрофизика*, 48, 191, 2005.
2. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова и др., *Астрофизика*, 48, 365, 2005.
3. В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Ю.С.Ефимов и др., *Астрофизика*, 50, 57, 2007.
4. W.Webb, M.Malkan, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 130, 165, 2000.
5. D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis, *Astrophys. J.*, 500, 525, 1998.
6. T.J.Deeming, *Astrophys. Space Science*, 36, 137, 1975.
7. "Пульсирующие звезды", под ред. Б.В.Кукаркина, Наука, М., 1970.
8. Y.Alibert, I.Baraffe, P.Hauschildt, F.Allard, *Astron. Astrophys.*, 344, 551, 1999.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГОЛУБЫХ
ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS. ПОЛОСА $\delta = +39^\circ$

П.К.СИНАМЯН, А.М.МИКАЕЛЯН

Поступила 11 мая 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

Представлены результаты спектральных наблюдений голубых звездных объектов FBS с целью их классификации, обнаружения новых интересных объектов и изучения выборки FBS в целом. 54 объекта FBS полосы с центральным склонением $\delta = +39^\circ$ наблюдались на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 1987-1991 гг., были оцифрованы с помощью профессионального сканера и обработаны в MIDAS схожим образом как CCD спектры. Дополнительно, на телескопах БАО-2.6 и ОНР-1.93 с современной аппаратурой в 1997-2000 гг. наблюдались 4 объекта, включая повторные наблюдения для подтверждения или уточнения классификации. Выявлено 3 белых карлика, 45 горячих субкарликов, 4 звезды HBV и 2 звезды класса F. Приводятся спектры 20 наиболее интересных объектов.

Ключевые слова: голубые звездные объекты: белые карлики: субкарлики: звезды HBV: планетарные туманности

1. *Введение.* Данная работа является продолжением спектрального исследования голубых звездных объектов (BSOs). Цели исследования подробно описаны в работе [1].

Обзор FBS снят на фотографическом материале и поиск галактик с УФ-избытком (галактик Маркаряна) и звездных объектов проводился с помощью лупы. С появлением мощных профессиональных сканеров стало возможным оцифрование этого материала. Также появилась возможность оцифрования и обработки богатого наблюдательного материала (более 650 щелевых спектров голубых звездных объектов FBS трех полос: $\delta = +43^\circ$, $\delta = +39^\circ$ и $\delta = +35^\circ$), полученного в течение 5 лет на 2.6-м телескопе БАО. За эти годы проводились также новые CCD наблюдения, в основном, с целью поиска новых квазаров.

С другой стороны, с появлением новых широкомасштабных цифровых обзоров, (DSS1 [2] и DSS2 [3]) и каталогов (MAPS [4], USNO-B1.0 [5]), а также глобальных обзоров, практически во всех диапазонах спектра (IRAS [6], ROSAT [7,8], NVSS [9], 2MASS [10]), стало возможным всестороннее и более глубокое изучение той или иной выборки объектов.

В данной работе приводятся результаты спектральных наблюдений 54 объектов FBS BSO полосы с центральным склонением $\delta = +39^\circ$. Приводится ряд новых данных для этих объектов, появившихся за

последние годы из обзоров в разных диапазонах спектра.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились в 1987-2000гг. на 2.6-м телескопе БАО и 1.93-м телескопе ОНР (Франция). При наблюдениях в 1987-1991гг. использовался спектрограф UAGS с трехкаскадным ЭОП-ом УМК-91В [11], установленный в касегреновском фокусе. Использовалась решетка с дисперсией в $101 \text{ \AA}/\text{мм}$ под углом 33° для получения голубой части спектра (диапазон $3300\text{-}6010 \text{ \AA}$). Спектры снимались на фото пленке Eastman Kodak Па-О и 103а-О с размером зерен в $25\text{-}30 \text{ мкм}$. Результирующее спектральное разрешение - 6 \AA .

Наблюдения на телескопе ОНР-1.93 в 1997-1999гг. проводились в касегреновском фокусе с использованием длиннощельного ($5'.5$) спектрографа CARELEC [12]. В 1997-1998гг. использовалась решетка $150/\text{мм}$ с дисперсией $263 \text{ \AA}/\text{мм}$ ($7.1 \text{ \AA}/\text{pix}$) и CCD TK512CB 512×512 с размером пикселей $27 \times 27 \text{ мкм}$. Соответственно наблюдался спектральный диапазон $\lambda 3810 - 7365 \text{ \AA}$. Ширина щели была равна $2''.0$. Спектральное разрешение, измеренное на эмиссионных линиях ночного неба, равно 14.3 \AA FWHM. Во время наблюдений в 1999г. использовалась решетка $300/\text{мм}$ с дисперсией $133 \text{ \AA}/\text{мм}$ ($1.8 \text{ \AA}/\text{pix}$) и CCD-матрица EEV42-20 2048×1024 с размером пикселей $13.5 \times 13.5 \text{ мкм}$. Соответственно наблюдался спектральный диапазон $\lambda 4262 - 7910 \text{ \AA}$. Ширина щели была равна $2''.0$, спектральное разрешение - 6.6 \AA .

Наблюдения на телескопе БАО-2.6 в 1998-2000гг. проводились в первичном фокусе с использованием спектральной камеры VuoFOSC-2 [13] и CCD Thomson $1060 \times 1028 \text{ pix}$ с размерами элементов в $19 \times 19 \text{ мкм}$. Пространственное разрешение - $0.66''/\text{pix}$. Использовалась "зеленая" призма с дисперсией в $2.54 \text{ \AA}/\text{pix}$, охватывающая спектральный диапазон $\lambda 4250 - 6950 \text{ \AA}$. Ширина щели была равна $2''.0$. Спектральное разрешение равно 7.6 \AA .

Щель спектрографов во время наблюдений была ориентирована на север-юг ($PA = 0^\circ$). Размер изображений во время всех наблюдений колебался в пределах $1''\text{-}3''$, а предельная звездная величина была $16^m\text{-}17^m.5$. Все объекты наблюдались в пределах $z < 20^\circ$ и в коррекции по z не нуждаются. Для калибровки потоков наблюдались стандартные звезды BD $+25^\circ 3941$, BD $+28^\circ 4211$, BD $+40^\circ 4032$, Feige 15, Feige 25, Feige 34, Feige 92, Hiltner 600 [14].

Всего для 139 объектов полосы FBS $\delta = +39^\circ$ наблюдались 162 спектра, причем часть из них была опубликована в [15-18]. Среди них наблюдались также известные объекты для проверки спектральных классов и стандартизации классификации. 12 спектров имели плохое качество и их классификация невозможна. В данной статье для сравнения спектров и достоверности классификации использовались спектры SDSS (<http://www.sdss.org/dr5/>).

Приводятся результаты для 54 объектов по 71 спектру, включая 50 фотографических, 2 CCD и 19 SDSS спектров.

3. *Оцифровка и обработка спектров.* Для оцифровки фотографических спектров использовался сканер EPSON Expression 1680 Pro, имеющий линейную отдачу (в отличие от логарифмической отдачи большинства микроденситометров), работающий также в режиме сканирования прозрачных материалов (transparency mode) и дающий позиционную точность в 8 мкм и фотометрическое разрешение в 16 бит (т.е. 65536 тонов). Скорость сканера позволила выполнить оцифровку обзора FBS (2000 пластинок) за суммарное время всего 300 часов [19], и он использовался также для сканирования фотографических спектров, полученных на 2.6-м телескопе [1].

С учетом параметров сканирования, мы получили спектры, соответствующие CCD с размерами 1650 x 121 pix и размерами пикселей в 16 x 16 pix [1]. Это дало возможность обработать фотографические спектры аналогично с цифровыми. Номинальная дисперсия для этих спектров получается равной 1.56 Å/pix, номинальное спектральное разрешение - примерно 4.5 Å.

Обработка осуществлялась в пакете программ ESO MIDAS. Использовались специально созданные для этих спектров программы автоматической обработки *callambaophot* и *extbaophot*. В них осуществлялись: очистка космических частиц, вычитание фотографической эмульсии ("смещения CCD") и фона неба, переход на длины волны и исправление за чувствительность оборудования с помощью стандартной звезды. Точность калибровки по длине волны - не хуже 0.5 Å.

CCD спектры 1997-2000гг. обрабатывались с помощью стандартной процедуры в пакете MIDAS. В случае повторного наблюдения одного и того же объекта, спектры суммировались для повышения отношения S/N .

В ходе анализа спектров (выполненном также в пакете программ MIDAS) отождествлялись все спектральные линии, измерялись их параметры, оценивался наклон и форма непрерывного спектра для последующей классификации. В качестве главных параметров для классификации принимались присутствующие линии и средние FWHM и FWHM бальмеровских линий.

4. *Результаты.* В табл.1 приведен список исследуемых голубых звездных объектов FBS. В последовательных столбцах приведены: 1 - номер FBS, 2 - обозначение FBS, 3 - низкодисперсионный (low-dispersion spectral, LDS) тип, 4 - звездная величина B , 5 - показатель цвета $B-V$, согласно суммарной фотометрии MAPS [4] и USNO-B1.0 [5], 6 - наблюдательная аппаратура, 7 - дата наблюдений, 8 - длительность

СПИСОК ИССЛЕДУЕМЫХ ГОЛУБЫХ ЗВЕЗДНЫХ ОБЪЕКТОВ FBS

FBS #	FBS название	LDS тип	B	$B - V$	Аппаратура	Дата наблюдения	Эксп. сек	FWO_1 Å	$FWHM$ Å	Спектр. класс
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
5	0050+406	B1			UAGS	22.08.1988	300	40.7	15.3	sdOA:
	0050+406	B1			UAGS	22.08.1988	600			
6	0051+377	B1a	14.82	0.05	UAGS	22.08.1988	2700	29.5	11.6	sdB
7	0104+367	B2a	15.38	-0.01	UAGS	14.09.1988	2400	37.1	14.1	sdB
8	0104+387	B2			UAGS	14.09.1988	2400			
10	0106+374	B1	15.38	0.09	UAGS	15.09.1988	300	33.6	17.6	sdB
	0106+374				UAGS	15.09.1988	900			
11	0107+392	B1	15.37		UAGS	22.08.1988	180	37.5	9.9	HBB
	0107+392				UAGS	22.08.1988	360			
17	0141+363	B3	16.26	-0.43	UAGS	16.09.1987	3000	43.5	9.8	sdOA
18	0144+385	B2	15.94	-0.22	UAGS	16.09.1987	3600	52.7	15.6	sdB
19	0145+363	B1a	15.06	-0.17	UAGS	19.09.1987	2400			sd
20	0150+396	B2a:	16.0	0.21	UAGS	19.09.1987	2700			sdOA
21	0154+391	B2a:	14.49	0.39	UAGS	18.09.1987	3000	69.7	19.2	DA
22	0203+374	B1	13.64	-0.29	UAGS	16.09.1987	1500	31.9	16.7	sdB
23	0208+390	B1	14.79	-0.49	UAGS	26.11.1987	3000	26.5	16.1	sdB-O
	0208+390				UAGS	16.12.1987	2400			
	0208+390				UAGS	02.09.1987				
26	0233+373	B3	13.66	-0.46	UAGS	26.11.1987	300	67.1	24.3	DA
	0233+373				UAGS	26.11.1987	900			
27	0248+394	B3	15.105	0.11	UAGS	18.09.1987	3000	41.9	13.9	sdOA
28	0250+394	B3	15.55	-0.48	UAGS	14.12.1987	3600			sdB-O
30	0258+395	N2a:	14.815	-0.25	UAGS	26.11.1987	300	25.9	10.8	sdB
	0258+395				UAGS	26.11.1987	1200			
31	0259+370	B2a:	15.0	-0.25	UAGS	18.09.1987	3000	42.3	14.9	sdB
33	0308+399	N1a	15.375	0.16	UAGS	19.09.1987	2400	50.4	15.6	sdOA
	0308+399				UAGS	14.12.1987	2400			
34	0311+395	N2a	14.145	-0.03	UAGS	19.09.1987	1500	38.2	7.4	HBB
35	0314+372	B2	15.255	0.03	UAGS	19.09.1987	2400	46.67	21.14	sdOA
36	0324+379	B1a:	14.23	0.16	UAGS	20.09.1987	1200	31.7	19.7	sdB:
37	0639+371	B1	14.595	-0.4	UAGS	25.11.1987	2400	55.9	10.1	sdB
38	0639+391	B2			UAGS	26.11.1987	1800	36.3	11.1	sdB
39	0646+386	B2a:	15.25	-0.66	UAGS	25.11.1987	3600			sdB
41	0706+407	B1			UAGS	25.11.1987	900	29.38	6.75	sdB
42	0709+398	B3	15.565	0.06	UAGS	10.02.1991	5400	32.8	15.6	sdB
43	0710+377	B2	15.435	-0.7	UAGS	14.03.1988	3600	32.17	14.9	sdB
45	0718+406	B2a	14.42	0.46	UAGS	25.11.1987	3600	36.3	6.9	HBB
48	0740+375	B2a	14.785	-0.34	UAGS	26.11.1987	1800	35.6	16.4	sdB
50	0742+392	B3a	14.585	0.24	UAGS	15.03.1988	1200	69.0	24.0	DA
51	0749+395	N2	15.385	0.34	UAGS	26.11.1987	2400	61.3	9.5	HBB
56	0850+394	N2e:	16.505		UAGS	14.03.1988	3600			F:
62	0933+383	N2a	14.885	-0.69	UAGS	17.03.1988	3600	58.17	14.95	sdB
77	1104+408	N1e:	16.205	0.53	UAGS	14.03.1988	4800			F:
84	1141+406	N1	16.0	0.39	UAGS	17.03.1988	1200			sd:
86	1204+399	N1	16.09	0.51	UAGS	09.02.1991	4800			sdB-O

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
92	1234+388	B1	13.505	-0.63	UAGS	15.03.1988	300	42.45	11.29	sdB
	1234+388				UAGS	15.03.1988	600			
123	1531+381	B1			UAGS	20.05.1988	900	54.9	13.9	sdB
	1531+381				UAGS	20.05.1988	300			
126	1554+403	B2a	14.265	0.07	UAGS	20.05.1988	1200	66.87	11.6	sdB
147	1648+407	B1a:	15.265		UAGS	20.05.1988	4800	43.2	5.1	sdB
	1657+409				UAGS	29.06.1989	4800	47.29	15.34	sdB
151	1716+394	Ne:	17.755	0.73	CARELEC	14.01.1999	5400	64.6	20.7	sdA-F:
	1716+394				UAGS	17.07.1988				
153	1730+390	B2	15.36		UAGS	15.09.1987	1800	38.8	13.5	sdB
	1730+390				UAGS	17.07.1988	5400			
157	1743+403	B2			UAGS	22.08.1988	360			sd:
158	1749+393	B1a:	16.2	-0.44	UAGS	06.09.1991	7200	46.67	5.26:	sdB:
160	1749+394	B1	15.74	-0.57	UAGS	20.09.1987	3600	46.7	15.3	sdOA
162	1751+409	B1	15.965	-0.22	UAGS	21.09.1987	3600	41.48	13.34	sdOA
165	1800+388	B2			UAGS	23.08.1987	3600	56.8	11	sdB-O
169	1815+381	B1	12.9	-0.47	UAGS	13.07.1988	300	37.5	18.9	sdB-O
	1815+381				CARELEC	13.07.1988	600			
174	2158+373	B1	12.085	-0.28	UAGS	20.08.1987	60	51.8	13.2	sdB-O
	2158+373				UAGS	20.08.1987	120			
	2158+373				UAGS	20.08.1987	240			
	2158+373				UAGS	20.08.1987	480			
176	2204+386	B1a:			UAGS	03.09.1987	600	45.1	14.9	sdOA
180	2227+379	B2	14.525	-0.35	UAGS	21.08.1987	600	57.79	14.35	sdB
181	2227+392	B1	14.56	0.47	UAGS	20.08.1987	1800			sd:
199	2335+401	B2			UAGS	20.09.1987	2400	34.7	12.0	sdOA:
200	2341+401	B1	14.57	-0.03	UAGS	22.08.1987	1080	47.6	11.8	sdOA

Примечания к отдельным объектам табл.1:

- FBS 0050+406 В спектре наблюдаются $H\beta - H_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии и, возможно, $He I \lambda 4026, \lambda 4922$.
- FBS 0051+377 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$.
- FBS 0104+367 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{12}$.
- FBS 0106+374 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_9$.
- FBS 0107+392 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{12}$.
- FBS 0141+363 В спектре наблюдаются $H\beta - H_{12}$ линии поглощения бальмеровской серии и, возможно, $He I \lambda 4026, \lambda 4471$ и $\lambda 4922$.
- FBS 0144+385 В спектре наблюдаются $H\beta - H_{10}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0145+363 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta, H_8$.
- FBS 0150+396 В спектре наблюдаются $H\beta - H_8$ линии поглощения бальмеровской серии и $He I \lambda 4026, \lambda 4471, \lambda 4713, \lambda 4921, \lambda 5016$. NVSS015306+395542.
- FBS 0154+391 В спектре наблюдаются $H\beta - H_8$ линии поглощения бальмеровской серии. Линии имеют красные и голубые компоненты, возможно, магнитный белый карлик DA.
- FBS 0203+374 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_{11}$.
- FBS 0233+373 Линии поглощения бальмеровской серии $H\beta - H_9$.
- FBS 0208+390 Приведен как sd в [3]. Более тщательная обработка и измерения параметров линий позволили классифицировать этот объект как sdB-O. Линии поглощения бальмеровской серии $H\gamma - H_8$ и $He I \lambda 4471$.

- FBS 0248+394 В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии и HeI $\lambda 4471$, $\lambda 4922$.
- FBS 0250+394 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$ и HeI $\lambda 4026$, $\lambda 4471$.
- FBS 0258+395 Известен как 2MASX J03020383+3943141 и приведен как Gal, но тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sdB. В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0259+370 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$.
- FBS 0308+399 Линии поглощения бальмеровской серии H γ - H $_{11}$ и HeI $\lambda 4026$, $\lambda 4471$, $\lambda 4713$, $\lambda 4921$, $\lambda 5016$.
- FBS 0311+395 Является двойной звездой. В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0314+372 В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии и HeI $\lambda 4026$, $\lambda 4471$, $\lambda 4921$, $\lambda 5016$.
- FBS 0324+379 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$.
- FBS 0639+371 Является двойной звездой. В спектре наблюдаются H β - He линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0646+386 В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0706+407 Приведен как DA, но тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sdB. В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0709+398 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$.
- FBS 0710+377 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$.
- FBS 0718+406 В спектре наблюдаются H β - He линии поглощения бальмеровской серии. Имеет SDSS спектр.
- FBS 0740+376 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{10}$. Имеет SDSS спектр.
- FBS 0742+392 В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0749+395 В спектре наблюдаются H β - H $_{10}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 0850+394 В спектре наблюдаются H β и Mg I $\lambda 5180$.
- FBS 0933+383 = PG0933+383 и классифицирован как DA2, но тщательная обработка и измерения параметров (FWOI, FWHM) позволили классифицировать этот объект как sdB. В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.
- FBS 1104+408 В спектре наблюдаются H β и Mg I $\lambda 5180$.
- FBS 1141+406 Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$.
- FBS 1204+399 В спектре наблюдаются H γ - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии и HeI $\lambda 4471$. Отождествлен с FIRST J120719.4+394131. Имеет SDSS спектр.
- FBS 1234+388 = GSC 03018-01112. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$.
- FBS 1531+381 В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии. Имеет SDSS спектр.
- FBS 1554+403 В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии. Имеет SDSS спектр.
- FBS 1648+407 Приведен как DA: но классифицирован как sdB, линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$ имеют красные и голубые компоненты.
- FBS 1657+409 Линии поглощения бальмеровской серии H β - He.
- FBS 1716+394 Приведен как F0. Более тщательная обработка позволила классифицировать этот объект как sdA-F. В спектре наблюдаются H α , H β , H γ линии поглощения бальмеровской серии и CaII(H,K).
- FBS 1730+390 Приведен как HBB в [3]. Однако после измерения параметров (FWOI > 30A), позволила классифицировать как sdB. Линии поглощения бальмеровской серии H β - H $_{11}$.
- FBS 1743+403 Имеет собственное движение PM = 0.082, но у нас в спектре наблюдается H γ и классифицирован как sd:
- FBS 1749+393 Имеет собственное движение PM = 0.078, но классифицирован как sdB. В спектре наблюдаются H γ - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии.

FBS 1749+394	В спектре наблюдаются H β - H δ линии поглощения бальмеровской серии и HeI λ 4026, λ 4144, λ 4471, λ 4921.
FBS 1751+409	= 2MASX J17523594+4057169. В спектре наблюдаются H β - H γ линии поглощения бальмеровской серии и HeI λ 4921, λ 5016.
FBS 1800+388	Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и HeI λ 4471.
FBS 1815+381	Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и HeI λ 4471.
FBS 2158+373	В спектре наблюдаются H β - H $_{11}$ линии поглощения бальмеровской серии и HeI λ 4026, λ 4471, λ 4921, λ 5016.
FBS 2204+386	В спектре наблюдаются H β - H $_{12}$ линии поглощения бальмеровской серии и HeI λ 4026, λ 4471, λ 4921.
FBS 2227+379	В спектре наблюдаются H β - H $_{10}$ линии поглощения бальмеровской серии.
FBS 2335+401	В спектре наблюдаются H β - H $_{12}$ линии поглощения бальмеровской серии и HeI λ 4026, λ 4471, λ 4921.
FBS 2341+401	Линии поглощения бальмеровской серии H β - H γ и HeI λ 5080, λ 4922, λ 4471.

экспозиции в секундах, 9 - средняя FW0I, 10 - средняя FWHM для бальмеровских линий в ангстремах и 11 - спектральный класс объектов.

Классификация проводилась по схеме, приведенной в [15]. Для разделения WD, sd и HVB приняты следующие пределы для FW0I и FWHM бальмеровских линий: WD: FW0I > 50Å и/или FWHM > 25Å; sd: FW0I = 25 - 50Å и/или FWHM = 10 - 25Å; HVB: FW0I < 25Å и/или FWHM < 10Å.

Понятно, что имеется и ряд промежуточных объектов, классификация которых в некоторой степени условна. Дополнительным критерием для разделения классов sdB и HVB служила величина бальмеровского скачка. В основном наша классификация для белых карликов и субкарликов основана на работах [20,21].

После табл.1 приведены примечания для исследуемых объектов с описанием спектров и другими данными. На рис.1 приведены щелевые спектры 20 наиболее интересных объектов полосы FBS $\delta = +39^\circ$. Таким образом, в результате использования сканера и тщательной обработки в пакете MIDAS были получены спектры гораздо более лучшего качества, чем получалось при регистрировании на PDS и обработке со старыми программами (сравни со спектрами в работе [15]).

5. Заключение. Приведены результаты спектральных наблюдений 54 объектов FBS полосы $\delta = +39^\circ$. На телескопах БАО-2.6 и ОНР-1.93 с современной аппаратурой в 1997-2000гг. наблюдались еще 4 спектра, включая повторные наблюдения для подтверждения или уточнения классификации. В полосе $\delta = +39^\circ$ всего классифицировано 162 спектра для 139 объектов, часть из них была опубликована в [15-18]. Выявлены 3 белых карлика типа DA, 24 горячих субкарлика класса sdB, 11 - класса sdOA, 6 - sdB-O, 1 - sdA-F, 3 субкарлика без определенного подтипа, 4 звезды горизонтальной ветви HVB, 2 звезды класса F. Некоторые объекты имели опубликованные спектральные классы, однако после нашей

классификации они пересмотрены.

Авторы благодарны М.П.Верон-Сетти и Ф.Верону, а также К.Гигояну и Г.Абрамяну за предоставление наблюдательного материала, полученного на телескопах ОНР и 2.6-м телескопе БАО, а также коллегам из Римского университета "La Sapienza" за любезное предоставление сканера и фонду CRDF, за поддержку нашего проекта.

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

SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE FBS BLUE STELLAR OBJECTS. ZONE $\delta = +39^\circ$

P.K.SINAMYAN, A.M.MICKAELIAN

We present the results of spectral observations of the FBS blue stellar objects aimed at their classification, discovery of new interesting objects and study of the FBS sample in total. 54 FBS objects of the zone with central declination $\delta = +39^\circ$ have been observed with the Byurakan Observatory 2.6-m telescope in 1987-1991, digitized by means of a professional scanner and reduced with MIDAS as for CCD spectra. In addition, 4 objects have been observed with the BAO-2.6 and ОНР-1.93 telescopes by means of modern technique in 1997-2000, including repeated observations for confirmation or clarification of the classification. 3 white dwarfs, 45 hot subdwarfs, 4 HBB stars, and 2 F type stars have been revealed. Spectra for the most interesting 20 objects are given.

Key words: *blue stellar objects: white dwarfs: subdwarfs: HBB stars:
planetary nebulae*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian, *Астрофизика*, 49, 391, 2006.
2. T.McGlynn, N.E.White, K.Scollick, *ASP Conf. Ser.*, 61, 34, 1994.
3. B.M.Lasker, J.Doggett, B.McLean et al., *ASP Conf. Ser.*, 101, 88, 1996.
4. E.Cabanela, R.M.Humphreys, G.Aldering et al., *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 115, 837, 2003.

5. *D.G.Monet, S.E.Levine, B.Casian et al.*, *Astron. J.*, **125**, 984, 2003.
6. *M.Moshir, G.Kopan, T.Conrow et al.*, *Infrared Astronomical Satellite Catalogs, The Faint Source Catalog, Version 2.0*, NASA, 1990.
7. *W.Voges, B.Aschenbach, Th.Boller et al.*, *ROSAT All-Sky Survey Bright source Catalogue*, *Astron. Astrophys.*, **349**, 389, 1999.
8. *W.Voges, B.Aschenbach, Th.Boller et al.*, *ROSAT All-Sky Survey Faint source Catalogue*, *Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Garching*, 2000.
9. *J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al.*, *Astron. J.*, **115**, 1693, 1998.
10. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S.Van Dyk et al.*, *The 2MASS All-Sky Catalog. Final Release*, *University of Massachusetts and IPAC/California Institute of Technology*, 2003.
11. *G.I.Bryukhnevich, L.V.Gyavgyanen, E.I.Zak et al.*, *Astrofizika*, **21**, 379, 1984.
12. *G.Lemaitre, D.Kohler, D.Lacroix, J.-P.Meunier, A.Vin*, *Astron. Astrophys.*, **228**, 546, 1989.
13. *T.H.Movsessian, J.Boulesteix, J.-L.Gach, S.V.Zaratsian*, *Baltic Astronomy*, **9**, 652, 2000.
14. *P.Massey, K.Strobel, J.V.Barnes, E.Anderson*, *Astrophys. J.*, **328**, 315, 1988.
15. *Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян*, *Астрофизика*, **35**, 197, 1991.
16. *А.М.Микаелиан, А.С.Goncalves, М.Р.Верон-Сетти, Р.Верон*, *Астрофизика*, **42**, 5, 1999.
17. *А.М.Микаелиан, А.С.Goncalves, М.Р.Верон-Сетти, Р.Верон*, *Астрофизика*, **44**, 21, 2001.
18. *А.М.Микаелиан, H.V.Abrahamian, J.Guibert, R.Chesnel*, *Астрофизика*, **45**, 91, 2002.
19. *А.М.Микаелиан, L.A.Sargsyan, L.K.Erastova et al.*, *Proc. IAU Symp.*, **216**, ASP, 2005.
20. *E.M.Sion, J.L.Greenstein, J.Landstreet et al.*, *Astrophys. J.*, **269**, 253, 1983.
21. *R.F.Green, M.Schmidt, J.Liebert*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **61**, 305, 1986.

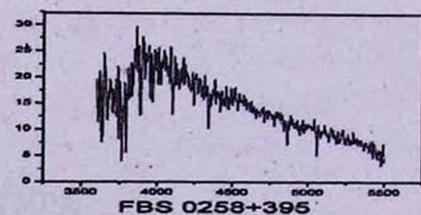
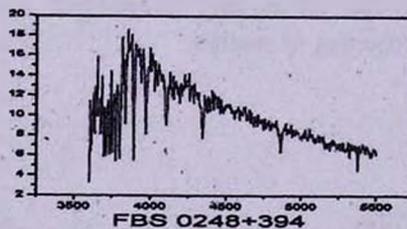
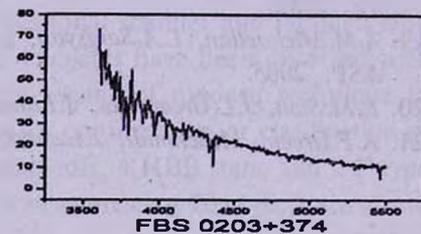
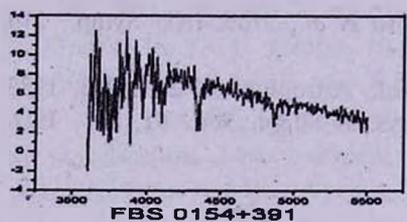
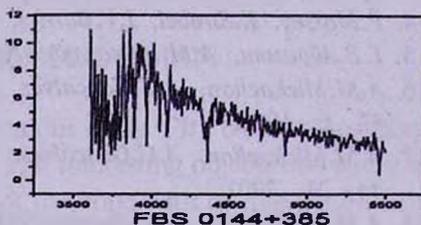
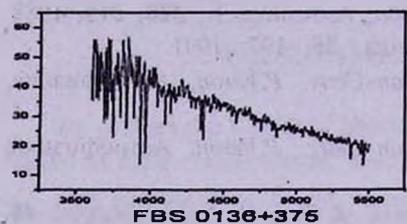
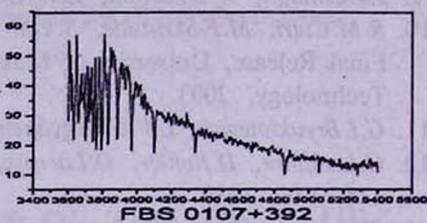
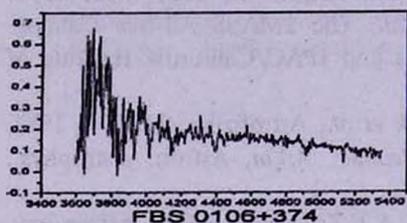
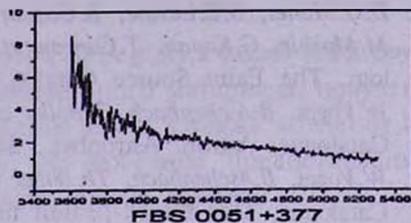
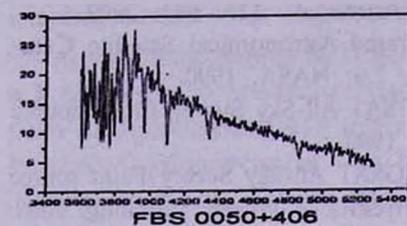
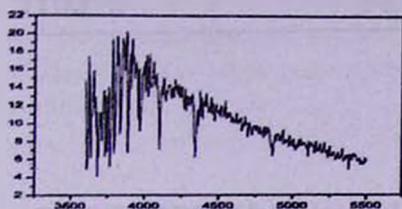
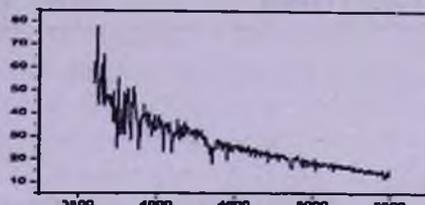


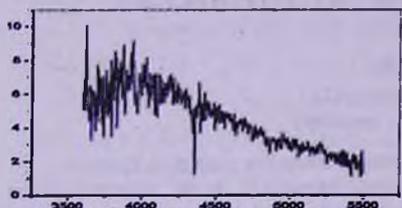
Рис.1. Щелевые спектры 20 голубых звездных объектов FBS полосы $\delta = +39^\circ$



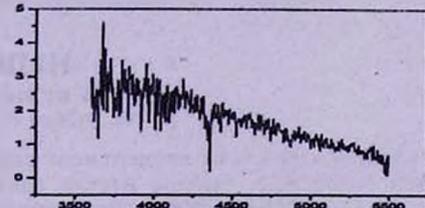
FBS 0259+370



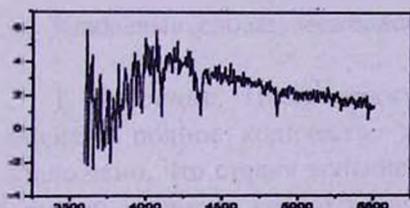
FBS 0324+379



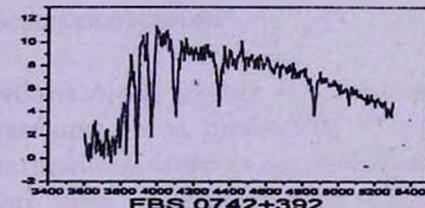
FBS 0639+391



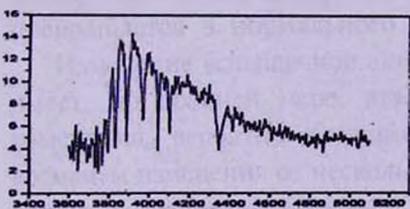
FBS 0646+386



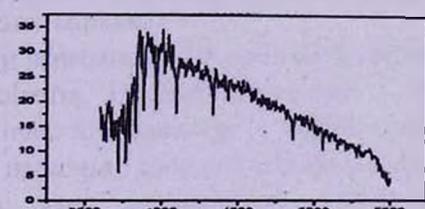
FBS 0709+398



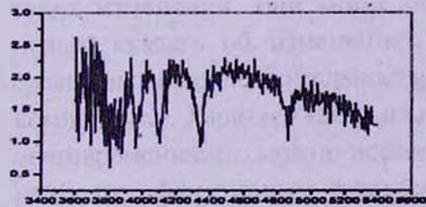
FBS 0742+392



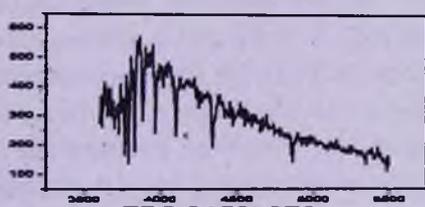
FBS 1002+390



FBS 1234+388



FBS 1631+396



FBS 2158+373

Рис.1. Окончание.

ДОЛГОВРЕМЕННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

А.А.АКОПЯН

Поступила 14 сентября 2007

Принята к печати 18 ноября 2007

Частота вспышек является одной из основных характеристик вспышечной активности вспыхивающих звезд. Долговременные изменения частоты вспышек определены путем сравнения функций распределений частоты вспышек систем вспыхивающих звезд разных возрастов.

Ключевые слова: *звезды:вспыхивающие:активность*

1. *Введение.* После известной работы Амбарцумяна [1], где было оценено полное количество вспыхивающих звезд скопления Плеяд, стало ясно, что стадия вспышечной активности является закономерной стадией развития красных карликовых звезд. В течение этой стадии звезда постепенно избавляясь от излишков энергии, к концу стадии превращается в нормального красного карлика.

Изменение вспышечной активности вспыхивающих звезд со временем имеет, по крайней мере, два компонента. Первый компонент - это изменения, вероятно носящие циклический характер, с характерным временем изменения от нескольких до несколько десятков лет. Возможные случаи и другие аргументы в пользу такой переменности приведены, например, в работах [2-8]. Благодаря относительной кратковременности таких изменений, они могут быть исследованы непосредственно, чего нельзя сказать об изменениях, происходящих в масштабах времени, сравнимых с продолжительностью стадии вспышечной активности (вторая компонента). Характер таких изменений, которые в данной статье названы долговременными, можно исследовать косвенными методами, из которых наиболее эффективным является сравнение систем вспыхивающих звезд разных возрастов.

Такое сравнение позволило обнаружить ряд закономерностей между возрастом системы и параметрами, которые в той или иной степени характеризуют вспышечную активность вспыхивающих звезд [9-15]. Например, Аро [9] нашел зависимость между возрастом и светимостью (спектральным классом) наиболее яркой вспыхивающей звезды системы.

Аналогичные зависимости были найдены также для наблюдаемых максимальных относительных амплитуд вспышек [10], средней светимости вспыхивающих звезд [11,12], энергетического спектра вспышек [13]. Найденные закономерности свидетельствуют о том, что вспышечная активность звезд со временем убывает, причем она быстрее убывает у более массивных вспыхивающих звезд.

В данной работе предлагается способ определения долговременных изменений частот вспышек звезд, основанный на сравнении функций распределений частоты вспышек вспыхивающих звезд разных систем. Естественно, при этом делается предположение о том, что соответствующие начальные функции распределения частот вспышек вспыхивающих звезд разных систем были статистически одинаковые. Аналогичные предположения в неявном виде присутствуют во всех работах, где приводятся сравнения систем вспыхивающих звезд разных возрастов. В свою очередь, полученные в этих же работах зависимости параметров (характеризующих вспышечную активность) от возраста системы скорее подтверждают обоснованность таких предположений.

2. *Оценка эффективности метода определения функции распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд.* Функция распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд была впервые определена Амбарцумяном на основе хронологии открытий вспыхивающих звезд [16]. Предложенный Амбарцумяном метод был развит и применен в ряде работ [17-20].

В работе [21] нами был предложен новый метод определения функции распределения частоты вспышек случайно вспыхивающих объектов, который и будет применен в данной работе. Вкратце напомним сущность этого метода.

В задаче определения функции распределения частоты вспышек в качестве исходного эмпирического распределения служит распределение числа наблюдаемых вспышек вспыхивающих звезд, а не распределение соответствующих частот. Однако можно выразить моменты функции распределения частоты вспышек через соответствующие моменты числа вспышек. Для этого мы воспользовались предположением о случайном и независимом характере вспышек.

При этом предположении можно сказать, что последовательность вспышек каждой звезды представляет собой последовательность Пуассона и, следовательно, вероятность показать k вспышек за время t у отдельного вспыхивающего объекта равна:

$$P_k = \frac{(vt)^k e^{-vt}}{k!}, \quad (1)$$

где ν - частота вспышек.

Для выборки вспыхивающих объектов с плотностью распределения частоты $\varphi(\nu)$, моменты распределения числа вспышек соответственно равны:

$$\mu k_1 = \int \sum_{k=0}^{\infty} k p_k \varphi(\nu) d\nu, \quad (2)$$

$$\mu k_j = \int \sum_{k=0}^{\infty} (k - \mu k_1)^j p_k \varphi(\nu) d\nu, \quad j = 2, 3, 4$$

где, в частности, μk_1 - среднее число вспышек, μk_2 - дисперсия числа вспышек.

Из (1) и (2) следует:

$$\begin{aligned} \mu \nu_1 &= \frac{\mu k_1}{t}, \quad \mu \nu_2 = \frac{(\mu k_2 - \mu k_1)}{t^2}, \quad \mu \nu_3 = \frac{(\mu k_3 - 3\mu k_2 + 2\mu k_1)}{t^3}, \\ \mu \nu_4 &= \frac{(\mu k_4 - 6\mu k_3 - 6\mu k_2 \cdot \mu k_1 + 11\mu k_2 - 6\mu k_1 + 3\mu k_1^2)}{t^4}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\mu \nu_1 = \int \nu \varphi(\nu) d\nu,$$

$$\mu \nu_2 = \int (\nu - \mu \nu_1)^m \varphi(\nu) d\nu, \quad m = 2, 3, 4$$

Подставляя эмпирические моменты распределения числа вспышек в (3), получим соответствующие эмпирические моменты функции распределения частоты вспышек.

Таким образом, задача сводится к определению функции распределения с помощью известных моментов распределения. Для этого в [21] был использован метод подгонки кривых семейства распределений Пирсона методом моментов. Плотности распределений семейства Пирсона подчиняются уравнению:

$$\frac{df}{dx} = \frac{(x-a)f}{b_0 + b_1 x + b_2 x^2},$$

которое можно получить, как предельный случай гипергеометрического распределения. Коэффициенты a и b_i могут быть выражены через первые четыре момента распределения. В зависимости от значений величин D и λ :

$$D = b_0 b_2 - b_1^2, \quad \lambda = \frac{b_1^2}{b_0 b_2}$$

можно различить 12 типов распределений, среди которых такие известные, как гамма-распределение, бета-распределение, нормальное и т.д. Метод подгонки состоит в следующем:

1. Определяются первые четыре момента эмпирического распределения.
2. Вычисляются значения D , λ и, следовательно, определяется тип

распределения.

3. Эмпирические моменты приравняются теоретическим моментам подходящего распределения, которые выражены через его параметры.

4. Полученные уравнения разрешаются относительно неизвестных параметров и, следовательно, находится искомое распределение.

Таким образом, в [21] определение функции распределения частоты вспышек состоит из следующих шагов:

- Исходя из известного способа нижней оценки общего числа вспыхивающих звезд [1], задается ряд значений для неизвестного числа вспыхивающих звезд N и определяются моменты распределения числа вспышек для каждого значения N .

- С помощью метода определяются функции распределения частоты вспышек для заданных значений N .

- Используя полученные функции, вычисляются теоретические распределения числа вспышек, которые сравниваются с соответствующими наблюдаемыми значениями и окончательно выбирается функция распределения частоты вспышек.

Оценим, насколько эффективно метод определяет искомые функции?

Для определения эффективности метода была разработана математическая программа, с помощью которой были проведены численные эксперименты. Генерировались n случайных значений частоты вспышек ν_j ($j=1, 2, \dots, n$, n - количество вспыхивающих звезд) с исходным распределением $F_1(\nu)$. Далее, с помощью генератора случайных чисел пуассоновского распределения для каждого вспыхивающего объекта с частотой ν_j определялось количество вспышек k_j ($j=1, 2, \dots, n$) за время t . Имея k_j , можно, применив метод, определить функцию распределения частоты вспышек и сравнить с исходным распределением.

Для сравнения восстановленной функции с начальной мы применили критерий ω^2 :

$$\omega^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (F_1(x) - F(x))^2 dF(x), \quad (4)$$

где F_1 - начальная функция распределения, а F - восстановленная.

Распределение ω^2 в целом не зависит от вида функции распределения. Статистика ω^2 может быть представлена в виде [22]:

$$n\omega^2 = \frac{1}{12n} + \sum_{r=1}^n \left\{ F(x_{(r)}) - \frac{2r-1}{2n} \right\}^2, \quad (5)$$

где $x_{(r)}$ - порядковые статистики ($x_{(1)} \leq x_{(2)} \leq \dots \leq x_{(n)}$).

Как видно из (4) и (5), статистика $n\omega^2$ при даже небольших значениях n практически не зависит от n (см. также [22]). На предварительном этапе исследований были использованы также другие критерии согласия,

однако, в конце концов, из-за вышеперечисленных свойств был выбран именно этот критерий.

На рис.1 приведены результаты одного численного эксперимента, во время которого для трех значений $n=200, 600, 1200$ были проведены по 200 симуляций и вычислены значения $n\omega^2$. На абсциссе приведено значение логарифма среднего числа вспышек в данной случайной

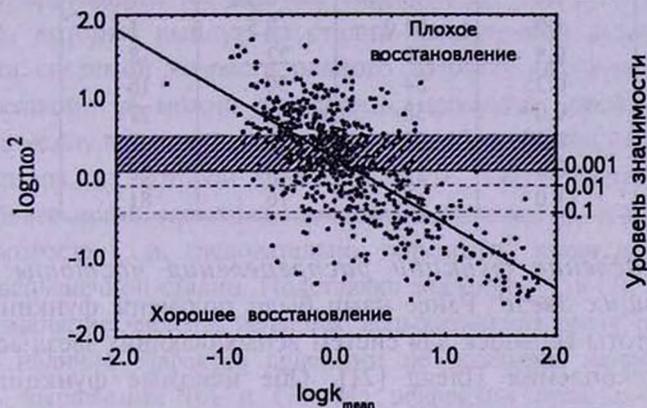


Рис.1. Результаты численного моделирования.

выборке, на левой ординате - значение логарифма статистики $n\omega^2$, на правой - соответствующие уровни значимости (из них приведены только некоторые часто употребляемые). Как видно из рис.1, имеет место линейная зависимость:

$$\log n\omega^2 = 0.2 - 0.8 \log k_{mean} .$$

Из анализа остатков следует, что для данного фиксированного значения k_{mean} $\log n\omega^2$ имеет нормальное распределение со средним значением $\mu = 0.2 - 0.8 \log k_{mean}$ и среднеквадратичным отклонением $\sigma = 0.5$:

$$\psi(\log n\omega^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(\log n\omega^2 - \mu)^2}{2\sigma^2}\right\} .$$

Рис.1 разбит на три части: область хорошего восстановления (уровень значимости > 0.001), область плохого восстановления ($n\omega^2 > 3$) и промежуточная область (заштрихованная), где с точки зрения математической статистики восстановление не очень хорошее, однако с качественной точки зрения на данном этапе оно представляется удовлетворительным.

В табл.1 приведены зависимости процентного соотношения хороших, удовлетворительных и плохих восстановлений от среднего числа вспышек в выборке. Из приведенных данных следует, что метод позволяет "положительно" восстановить начальное распределение даже при среднем числе вспышек порядка единицы.

В данной задаче, $\log k_{mean}$ принимает значения 0.15 (Плеяды) и

-0.27(Орион), из чего следует, что достаточно уверенно можно определить искомую функцию для скопления Плеяд и менее уверенно - для системы вспыхающих звезд ассоциации Ориона.

Таблица 1

$\log k_{\text{мин}}$	Хор.	Удов.	Пл.
1.5	98.5%	0.5%	1.0%
1.0	91.0	7.5	1.5
0.5	70	22	8
0.25	54	30	16
0.0	38	35	27
-0.25	24	34	42
-0.5	14	28	58
-1.0	3	16	81

3. *Определение функции распределения частоты вспышек вспыхающих звезд.* Ранее нами были получены функции распределения частоты вспышек для систем вспыхающих звезд ассоциации Ориона и скопления Плеяд [21]. Обе искомые функции удалось представить в виде гамма-распределения:

$$\Phi(v) = \int_{v_0}^v \frac{a^\gamma (v' - v_0)^{\gamma-1} e^{-(v'-v_0)} dv'}{\Gamma(\gamma)}. \quad (6)$$

Интересно, что одинаковыми оказались не только тип распределения, но и значения двух из трех параметров ($\gamma = 0.235$, $v_0 = 9.113 \cdot 10^{-5} \text{ ч}^{-1}$) полученных функций. Постоянная a оказалась равной $a = 873 \text{ ч}$ для скопления Плеяд и $a = 1660 \text{ ч}$ для ассоциации Ориона.

При предположении о том, что соответствующие начальные функции распределения были статистически одинаковыми, разницу между двумя функциями можно объяснить эффектами эволюции и селекции. Первая проявляется в том, что со временем средняя частота вспышек вспыхающих звезд меняется, а часть звезд вообще выходит из вспышечной фазы развития.

Сначала рассмотрим задачу без учета эффектов селекции. Тогда, из предположения о подобии начальных функций распределений разных систем следует, что функция распределения частоты вспышек вспыхающих звезд системы А с возрастом t_1 , по достижении системой возраста t_2 , будет равна соответствующей функции распределения системы В с возрастом t_2 . Это предположение можно записать в виде уравнения:

$$\frac{\Phi_A(v(t_1)) - \Phi_A(v_k)}{1 - \Phi_A(v_k)} = \Phi_B(v(t_2)). \quad (7)$$

В уравнении (7) отражен тот факт, что в результате эволюции звезды

меняют свою частоту вспышек с $\nu(t_1)$ на $\nu(t_2)$, а звезды с частотой вспышек меньше некой частоты ν_k , составляющие $\Phi_A(\nu_k)$ -ую часть всех вспыхивающих звезд системы А, выходят из стадии вспышечной активности.

Закономерности изменения частоты вспышек звезд с возрастом можно получить из уравнения (7), если известно значение ν_k . Величину ν_k можно определить из условия $\Phi_A(\nu_k) = p_k$, где p_k - часть звезд системы А, которые выйдут из стадии вспышечной активности, по достижении системой возраста равного возрасту системы В.

Саму величину p_k можно определить, используя хорошо известную зависимость между возрастом и светимостью наиболее яркой вспыхивающей звезды системы, из которой можно оценить, какую светимость будет иметь наиболее яркая вспыхивающая звезда системы А, по достижении системой возраста t_2 , и, следовательно, определить какая p_k часть звезд выйдет из вспышечной стадии. Подставляя значение ν_k в (7), и решая ее, получим изменение частоты вспышек вспыхивающих звезд с возрастом.

Однако наличие эффектов селекции не позволяет непосредственно применять выражения (6) и (7). Из эффектов селекции наиболее значительным является разница в расстояниях двух систем. (модуль расстояния между двумя системами составляет примерно 3^m). Чтобы учесть данный эффект при определении функции распределения частоты вспышек вспыхивающих звезд системы Плеяд, необходимо исключить из рассмотрения те звезды и те вспышки, которые были бы недоступны, если бы система находилась на расстоянии ассоциации Ориона.

С другой стороны, для системы вспыхивающих звезд ассоциации Ориона, как сказано выше, нужно исключить те звезды, которые по достижении системой возраста, равного возрасту системы Плеяд, покинут вспышечную стадию. Это можно сделать двумя способами:

а) использовать уже определенную в [21] функцию распределения, исключив из нее p_k -ую часть звезд (7),

б) заранее исключив эту часть звезд, заново определить функцию распределения.

Был выбран второй способ, поскольку в этом случае значение $\log k_{\text{мон}}$ и соответственно, вероятность правильного восстановления оказались большими. Кроме того, в первом способе неявно предполагается, что звезды, которые покинут вспышечную стадию, имеют низкие, по сравнению с другими звездами, частоты, что не совсем верно из-за другого эффекта селекции.

Действительно, у самых слабых звезд можно зарегистрировать только вспышки с большими амплитудами, из-за чего частота регистрируемых вспышек у них может быть даже меньше, чем у более ярких, массивных

звезд, которые быстрее эволюционируют и выходят из стадии вспышечной активности, в то время, как маломассивные звезды с теми же частотами вспышек еще долго пробудут во вспышечной стадии.

Разница между абсолютными звездными величинами самых ярких вспыхивающих звезд двух систем составляет примерно 3^m . Это означает, что если пренебречь изменением светимости звезд с возрастом, то мы должны исключить из рассмотрения самые яркие вспыхивающие звезды ассоциации Ориона в диапазоне трех величин (случай 1). Однако, рассмотрение диаграммы Герцшпрунга-Рассела и цветовых диаграм двух систем [23,24], приводит к выводу, что самые яркие вспыхивающие звезды ассоциации Ориона в среднем ослабевают на 1^m . Следовательно, в этом случае необходимо исключить из рассмотрения самые яркие вспыхивающие звезды в диапазоне двух звездных величин (случай 2). В дальнейшем задача рассмотрена для обоих случаев.

Плотности функций искомых распределений $\phi(\nu)$ для систем вспыхивающих звезд ассоциации Ориона и скопления Плеяд, с учетом эффектов эволюции и селекции приводятся на рис.2. Как видно, в области больших частот они почти совпадают. Сами функции можно представить в виде (6) параметрами, приведенными в табл.2 (N в последнем столбце есть оценка общего числа вспыхивающих звезд).

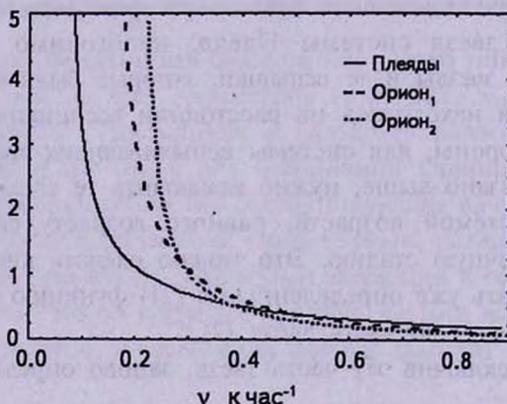


Рис.2. Плотности функций распределения Плеяд и Ориона(для двух случаев).

На рис.3 приводятся наблюдаемые и теоретически вычисленные с помощью выражения (8) распределения числа вспышек для обеих систем, из чего видно, что полученные функции достаточно хорошо описывают наблюдаемую статистическую картину.

$$n_k = N \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{(\nu t)^k}{k!} e^{-\nu t} d\Phi(\nu). \quad (8)$$

Какой же из рассмотренных случаев более близок к действительности?

Чтобы ответить на вопрос, оценим процент вспыхивающих звезд ассоциации Ориона, которые покинут вспышечную стадию по достижении системой возраста равного $t_{Pleiades}$. Сравнивая величины N (табл.2) с ранее полученным [21], увидим, что это составляет 40% в первом случае и 25% - во втором. В скоплении Плеяд число невспыхивающих звезд по разным оценкам равно от 150 до 200 [25,26], т.е. от 20 до 26%. Это указывает, что второй случай более приемлем.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ ИСКОМЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

	v_0 (килочас ⁻¹)	γ	a (килочас)	N
Орион (случай 1)	0.207	0.132	1.260	1200
Орион (случай 2)	0.155	0.260	1.977	1500
Плеяды	0.067	0.290	0.699	760

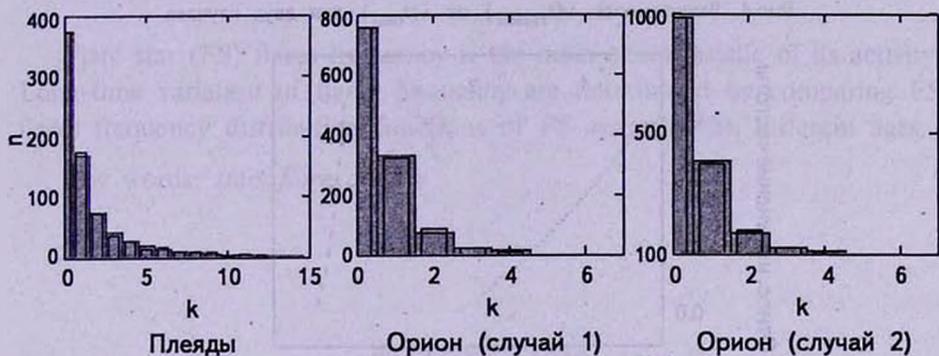


Рис.3. Вычисленные (сплошные бары) и наблюдаемые распределения числа вспышек.

4. *Изменение частоты вспышек вспыхивающих звезд.* Легко заметить, что при использовании функций распределений, свободных от эффектов эволюции и селекции, уравнение (7) можно заменить уравнением:

$$\Phi_{Orion}(v(t_{Orion})) = \Phi_{Pleiades}(v(t_{Pleiades})). \tag{9}$$

Уравнение (9) дает возможность определить меру изменения частоты вспышек вспыхивающих звезд системы с возрастом t_{Orion} , по достижении системой возраста равного $t_{Pleiades}$.

На рис.4 дается зависимость $v(t_{Pleiades})$ от $v(t_{Orion})$, а на рис.5 - зависимость относительного изменения частоты от самой частоты:

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v(t_{Orion}) - v(t_{Pleiades})}{v(t_{Orion})},$$

где $v(t_{Orion})$, $v(t_{Pleiades})$ - частоты вспышек звезд при возрастах $t_{Orion} =$

$= (0.5 + 2) \cdot 10^6$ лет и $t_{Pleiades} = 5 \cdot 10^7$ лет. Как видно из приведенных рисунков, частота вспышек медленнее меняется (в сторону уменьшения) у звезд с высокой частотой вспышек. Для диапазона частот около 0.2 ± 0.3 /кчас и выше, определение изменения частоты предложенным

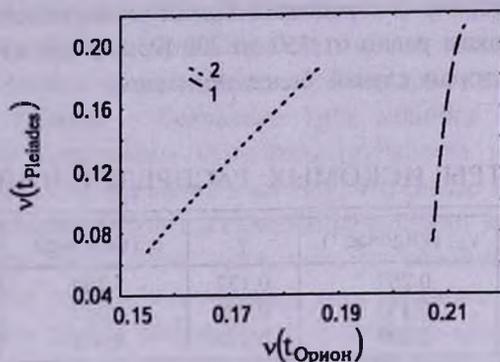


Рис.4. Зависимость $v(t_{Pleiades})$ от $v(t_{Орион})$ для двух случаев.

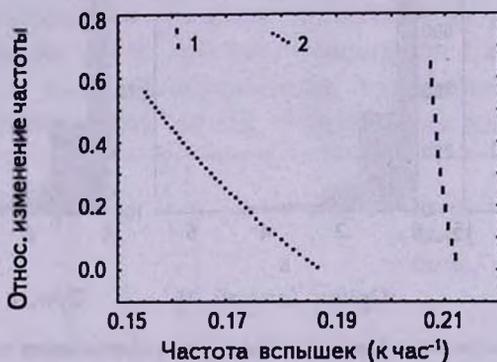


Рис.5. Относительное изменение частоты вспышек для двух случаев.

способом связано с большими ошибками, поскольку этот диапазон совпадает с горизонтальными асимптотическими крыльями распределений (рис.2).

5. Заключение. Предложен и применен способ определения долгосрочных изменений частоты вспышек вспыхивающих звезд. Он основан на сравнении функций распределений частоты вспышек вспыхивающих звезд систем разных возрастов. Соответствующие распределения определены с помощью метода, описанного в [21], для определения эффективности которого проведено численное моделирование и приведены некоторые важные результаты.

При решении поставленной задачи сделано предположение об одинаковости начальных функций распределений, а наблюдаемое различие приписывается влиянию эффектов эволюции и селекции.

Получены зависимости, характеризующие изменение частоты вспышек за период порядка $5 \cdot 10^7$ лет. У звезд со сравнительно высокой частотой вспышек изменение частоты за этот период незначительно.

Выражаю свою искреннюю благодарность Э.С.Парсян и А.Г.Никогосяну за весьма полезные замечания.

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

LONG-TIME VARIATION OF FLARE STARS ACTIVITY

A.A.AKOPIAN

Flare star (FS) flares frequency is the main characteristic of its activity. Long-time variation of flares frequency are determined by comparing FS flares frequency distribution functions of FS systems with different ages.

Key words: *stars: flare: activity*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Звезды, туманности, галактики, АН Арм.ССР, Ереван, 1969, с.283.
2. Л.В.Мирзоян, Г.Б.Оганян, Астрофизика, 13, 561, 1977.
3. Г.А.Гурзаян, Звездные вспышки, Наука, М., 1985.
4. B.R.Pettersen, Solar Physics, 121, 299, 1989.
5. E.S.Parsamian, A.D.Andrews, Irish. Astron. J., 23(2), 183,1996.
6. А.А.Акопян, Астрофизика, 42, 555, 1999.
7. А.А.Акопян, Астрофизика, 44, 131, 2001.
8. А.А.Акопян, Л.А.Саргсян, Астрофизика, 45, 29, 2002.
9. G.Haro, Stars and Stellar Systems, v.7, ed. B.M.Middlehurst, L.H.Aller, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1968, p.141.
10. Э.С.Парсян, Астрофизика, 12, 235, 1976.
11. Л.В.Мирзоян, Г.А.Брутян, Астрофизика, 16, 97, 1980.
12. А.А.Акопян, Астрофизика, 38, 279, 1995.
13. С.А.Коротин, В.И.Краснобацев, Вспыхивающие звезды и родственные объекты, Изд. АН Арм.ССР, 1986, с.147.

14. *Л.В.Мирзоян*, Нестационарность и эволюция звезд, Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1981.
15. *Л.В.Мирзоян*, *Астрофизика*, 36, 277, 1992.
16. *В.А.Амбарцумян*, *Астрофизика*, 14, 367, 1978.
17. *Э.С.Парсаян*, *Астрофизика*, 16, 667, 1980.
18. *В.А.Амбарцумян*, Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига-Аро, АН Арм.ССР, Ереван, 1980, с.85.
19. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, 21, 163, 1984.
20. *Э.С.Парсаян*, *Астрофизика*, 45, 23, 2002.
21. *А.А.Акопян*, *Астрофизика*, 46, 75, 2003.
22. *М.Д.Кендалл*, *А.Стьюарт*, Статистические выводы и связи, Наука, М., 1973, с.603.
23. *А.Д.Andrews*, *Bol. Obs. Tonantzintla*, 5, no.34, 195,1970.
24. *О.С.Чавушян*, *А.Т.Гарибджанян*, *Астрофизика*, 11, 565, 1975.
25. *В.Ф. Jones*, *Astron. J.*, 75, 563, 1970.
26. *J.Stauffer*, *A.Klemola*, *C.Prosser*, *R.Probst*, *Astron. J.*, 101, 980, 1991.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕМИ
HII-ОБЛАСТЕЙ В ГАЛАКТИКАХ КАЗАРЯНА

В.Ж.АДИБЕКЯН

Поступила 8 августа 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

На основе спектров из SDSS DR5 проведено спектральное исследование семи HII-областей, наблюдавшихся в галактиках Казаряна. Определено содержание гелия и тяжелых элементов, а также количество ионизирующих звезд и темп звездообразования в них. Содержание кислорода $12 + \log(O/H)$ находится в интервале значений $7.94 + 8.35$. Средние значения отношений обилий $\log(S/O)$, $\log(Ar/O)$ и $\log(Ne/O)$ равны соответственно -1.63 , -2.37 и -0.78 . Значение $\log(N/O)$ для исследуемых HII-областей находится в интервале $-0.63 + -1.37$. На диаграмме N/O - O/H они занимают ту же область, что и высоковозбужденные HII-области. По всей вероятности возраст исследуемых HII-областей больше 100-300 млн лет, необходимого для обогащения азотом звездами промежуточных масс. Темп звездообразования одного порядка, что и в HII-областях в спиральных и иррегулярных галактиках и находится в интервале значений $0.05 + 0.81 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$.

Ключевые слова: *HII-области; металличность; звездообразование; УФ-избыток*

1. *Введение.* Исследование химического состава галактик имеет фундаментальное значение для понимания природы их химической эволюции. Простым способом исследования химического состава галактик поздних морфологических типов с эмиссионными линиями является исследование их HII-областей в оптическом диапазоне. HII-области - газовые системы, свечение которых обусловлено коротковолновым излучением совокупностей ранних O-B звезд (OB - ассоциации [1]). Для определения химического состава HII-областей применяются как модельные расчеты, так и эмпирические методы. Эти определения являются более надежными, если электронные температуры возможно определить непосредственно, например используя отношение линий $[OIII]\lambda 4363/[OIII]\lambda 5007$. В этом случае, обилие ионов можно получить от наблюдаемых интенсивностей линий, испускаемых соответствующими ионами (direct methods) (см., например, [2,3]). Полное содержание элементов выражается суммой обилия всех ее ионов. Однако в практике не все присутствующие ионы данного элемента наблюдаются в оптических спектрах (единственный благоприятный случай - случай кислорода) и нужно ввести корректирование для учета ионов, линии которых не наблюдаются в оптическом диапазоне, используя ICF (Ionization Corre-

tion Factor). К сожалению, в HII-областях богатые кислородом эмиссионные линии, чувствительные к температуре, как, например [OIII] $\lambda 4363$, часто слишком слабы и электронные температуры не могут быть определены непосредственно. В этом случае используется эмпирический метод (или как часто называют "strong-line methods") [4-6]. По значениям интенсивностей сильных эмиссионных линий получают эмпирические зависимости для определения содержания химических элементов.

Свойства HII-областей в галактиках зависят от интегральных свойств и хабловского типа этих галактик (см., например, [7,8]). В [7] также показано, что обилие химических элементов HII-областей в спиральных галактиках сильно зависит от их местоположения в галактике (радиального расстояния от центра галактики) в отличие от иррегулярных галактик [9].

Кислород и, вероятно, углерод производятся главным образом массивными звездами [10]. Происхождение азота не однозначно (см., например, [11,12]). В близких галактиках со вспышкой звездообразования с обилием кислорода $12 + \log(O/H) < 7.6$, отношение N/O является почти постоянным, с очень низкой дисперсией вокруг среднего значения $\log(N/O) = -1.6$, из чего в [11] было предположено, что в этих галактиках азот был произведен массивными звездами как первичный элемент. А в [12] было предположено, что в этих галактиках с тем же обилием кислорода $12 + \log(O/H) < 7.6$, азот был произведен звездами промежуточных масс $4 - 8 M_{\odot}$ как первичный элемент. Зависимость N/O от O/H имеет ключевое значение для понимания происхождения азота и истории звездообразования исследуемых объектов. В [13] показано, что в HII-областях в спиральных галактиках с высокой металличностью ($12 + \log(O/H) > 8.4$) отношение N/O линейно увеличивается с обилием кислорода, а в HII-областях с низкой металличностью ($12 + \log(O/H) < 8.4$), это отношение не зависит от содержания кислорода. В [13] также показано, что HII-области, наиболее отдаленные от центров родительских галактик (спиральных галактик), имеют те же значения N/O, что и карликовые галактики с низкой металличностью.

В настоящей работе приведены результаты исследования химического состава и звездного населения в семи HII-областях в галактиках Казаряна. Первичные данные этих галактик приведены в [14,15].

В разделе 2 представлены спектры и методы их обработки. Определения содержания химических элементов приводятся в разделе 3. В разделе 4 представлены методы определения звездного населения. Заключение представлено в разделе 5.

2. Спектры и их обработка. SDSS DR5 (Sloan Digital Sky Survey)

Data Release 5) - это огромная база астрономических данных, содержащая прямые снимки около 217 млн объектов и спектры около 1050000 объектов (из которых 675000 - галактики) [16]. Для исследования галактик Казаряна с помощью спектров из SDSS DR5, они отождествлялись с объектами в SDSS. Из отождествленных 94 галактик Казаряна, для которых есть прямые снимки, для 65 объектов (в том числе и спектры отдельных НII-областей в спиральных и иррегулярных галактиках) имеются спектры в спектральном диапазоне $\lambda\lambda 3800 - 9200\text{\AA}$. Из них отобраны семь НII-областей в шести галактиках Казаряна, в спектрах

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ НII-ОБЛАСТЕЙ И ИХ РОДИТЕЛЬСКИХ ГАЛАКТИК

Параметры	Kaz 429	Kaz 453	Kaz 459	Kaz 460(I)	Kaz 460(II)	Kaz 528	Kaz 530
Морф. тип гал.	Sd	Irr	Sd	Sc	Sc	Sdm	Irr
M_r (гал.)	-17.8	-19.8	-18.4	-19.4	-19.4	-18	-18.5
M_r (НII)	-14.8	-19.8	-16.5	-14.9	-14.1	-17.6	-18.5
R/R_{25}	0.44		0.6	0.59	0.42	0.75	
z	0.0304	0.0471	0.0128	0.0105	0.0105	0.0178	0.022

которых наблюдалась линия [OIII] $\lambda 4363$. Калиброванные по интенсивностям спектры НII-областей были извлечены из веб-страницы SDSS с адресом <http://www.sdss.org/dr5>.

В табл.1 представлены параметры НII-областей и их родительских галактик (РГ). Звездные величины НII-областей и их РГ в $g(4686\text{\AA})$ цвете, с помощью которых вычислены абсолютные звездные величины, взяты из SDSS DR5. Значения R_{25} (большая полуось РГ до расстояния с предельной яркостью 25 звездных величин с квадратной секунды

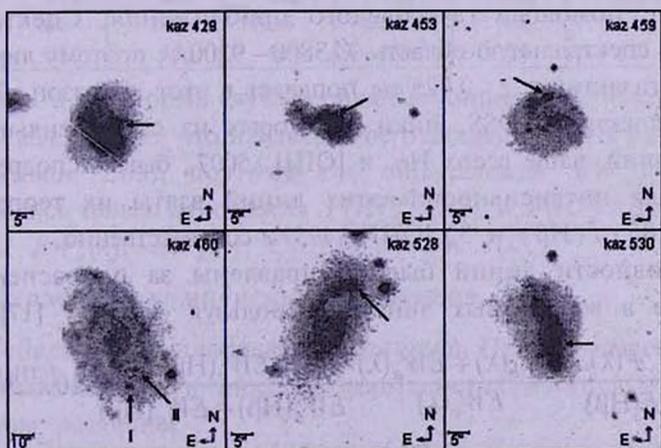


Рис.1. Прямые снимки НII-областей и их родительских галактик (НII-области отмечены стрелками, а две НII-области в Kaz 460 пронумерованы) из SDSS DR5.

дуги) взяты из базы данных Hyperleda, доступной в <http://leda.univ-lyon1.fr/>, с помощью которых определены относительные радиальные расстояния НII-областей от центров РГ.

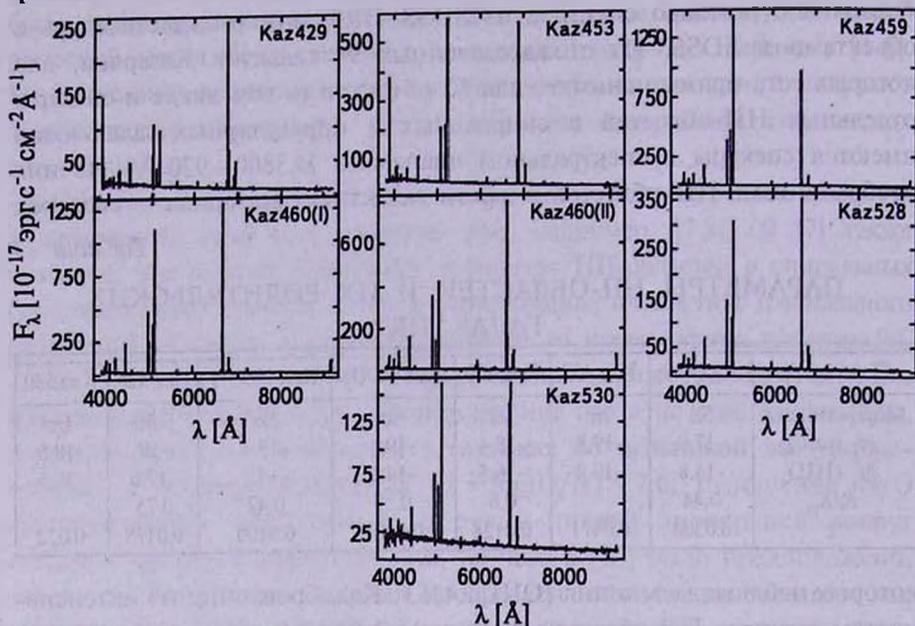


Рис.2. Спектры НII-областей в галактиках Казаряна из SDSS DR5.

Прямые снимки и спектры НII-областей приведены на рис.1 и 2, соответственно.

Для обработки спектров использовалась программа IRAF/SPLIT. Масштаб длины волны извлеченных спектров из нелинейного был преобразован в линейное. Интенсивности эмиссионных линий были измерены с помощью гауссовского приближения. Спектры SDSS охватывают спектральную область $\lambda\lambda 3800 - 9200\text{\AA}$, поэтому линия [OIII] $\lambda 3727$ для галактик с $z < 0.025$ не попадает в этот диапазон. Во многих случаях в спектрах SDSS, пики некоторых из самых сильных эмиссионных линий, чаще всего $H\alpha$ и [OIII] $\lambda 5007$, бывают подрезанными. Поэтому для интенсивностей этих линий взяты их теоретические значения $2.85 \times I(H\beta)$ и $3 \times [OIII] \lambda 4959$, соответственно.

Интенсивности линий были исправлены за покраснения и за поглощение в водородных линиях, используя формулу [17]:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} = \frac{F(\lambda)}{F(H\beta)} \frac{EW_e(\lambda) + EW_o(\lambda)}{EW_e(\lambda)} \frac{EW_e(H\beta)}{EW_e(H\beta) + EW_o(H\beta)} 10^{[C(H\beta)/\lambda]},$$

где $I(\lambda)$ - исправленные, а $F(\lambda)$ - наблюдаемые интенсивности линий, $EW_e(\lambda)$ и $EW_o(\lambda)$, соответственно эквивалентные ширины наблюдаемой

эмиссионной линии и его компонента в поглощении, $f(\lambda)$ - функция покраснения нормализованная к $H\beta$, которая взята из [18]. Теоретические значения отношений водородных линий $I(\lambda)/I(H\beta)$ взяты из

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В НИИ-ОБЛАСТЯХ

Линии	Kaz 429		Kaz 453		Kaz 459		Kaz 460(I)		Kaz 460(II)		Kaz 528		Kaz 530	
	$F(\lambda)$	$I(\lambda)$												
3727 [OII]	0.950	1.042	1.364	1.460										
3868 [NeIII]	0.066	0.071	0.249	0.264	0.270	0.283	0.143	0.143	0.058	0.058	0.201	0.212	0.284	0.301
4101 H δ	0.200	0.260	0.208	0.260	0.239	0.259	0.247	0.247	0.248	0.248	0.219	0.263	0.217	0.243
4340 H γ	0.414	0.460	0.413	0.451	0.440	0.457	0.457	0.457	0.463	0.463	0.427	0.458	0.430	0.448
4363 [OIII]	0.008	0.008	0.032	0.032	0.038	0.039	0.011	0.011	0.009	0.009	0.018	0.018	0.021	0.022
4471 HeI	0.039	0.040	0.038	0.039	0.037	0.037	0.037	0.037	0.036	0.036	0.036	0.037	0.037	0.038
4686 HeII			0.014	0.014	0.007	0.007	0.006	0.006						
4861 H β	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000
4959 [OIII]	0.281	0.279	1.014	1.009	1.237	1.232	0.760	0.760	0.430	0.430	0.755	0.752	0.887	0.883
5007 [OIII]	0.884	0.875	2.961	2.940	3.714	3.690	2.271	2.271	1.266	1.266	2.254	2.240	2.640	2.620
5876 HeI	0.103	0.096	0.105	0.100	0.107	0.103	0.109	0.109	0.106	0.106	0.103	0.098	0.103	0.101
6312 [SIII]			0.011	0.010	0.013	0.012	0.010	0.010	0.009	0.009	0.007	0.007	0.007	0.007
6548 [NII]	0.214	0.193	0.087	0.080	0.047	0.044	0.107	0.107	0.159	0.159	0.093	0.086	0.101	0.093
6563 H α	2.765	2.850	2.872	2.850	2.749	2.850	2.668	2.850	2.586	2.850	2.605	2.850	2.739	2.850
6584 [NII]	0.630	0.568	0.228	0.211	0.135	0.126	0.319	0.319	0.480	0.480	0.277	0.258	0.304	0.281
6678 HeI	0.031	0.027	0.031	0.028	0.031	0.028	0.031	0.031	0.028	0.028	0.033	0.031		
6717 [SII]	0.431	0.386	0.356	0.327	0.210	0.196	0.241	0.241	0.283	0.283	0.259	0.236	0.365	0.328
6731 [SII]	0.300	0.268	0.251	0.231	0.152	0.142	0.177	0.177	0.206	0.206	0.179	0.163	0.247	0.222
7136 [ArIII]	0.040	0.036	0.069	0.062	0.066	0.061	0.081	0.081	0.060	0.060	0.062	0.056	0.058	0.053
7320 [OII]	0.013	0.011	0.027	0.024	0.023	0.021	0.017	0.017	0.012	0.012	0.021	0.019	0.021	0.019
7330 [OII]	0.007	0.006	0.019	0.017	0.019	0.017	0.015	0.015	0.009	0.009	0.015	0.013	0.017	0.015
C(H β)(dex)	0.13		0.10		0.08		0.00		0.00		0.09		0.10	
EW(H β)(\AA)	20.6		28.2		102.5		108.1		91.6		49.5		13.6	
EW(abs)(\AA)	0.6		0.8		0.9		0.0		0.0		1.3		0.2	

[19]. Так как в некоторых случаях сильные линии могут быть подрезанными (из табл.2 видно, что наблюдаемое отношение $F(H\alpha)/F(H\beta)$ почти всегда меньше 2.85), поэтому для определения $EW_a(\lambda)$ и $C(H\beta)$ использовались только отношения $F(H\gamma)/F(H\beta)$ и $F(H\delta)/F(H\beta)$. В табл.2 приведены $EW_e(\lambda)$, $EW_a(\lambda)$, $C(H\beta)$, $F(\lambda)$ и $I(\lambda)$.

3. Содержание химических элементов.

3.1. *Содержание тяжелых элементов.* При определении обилия ионов учитывалось, что в зонах, в которых они образуются, электронные температуры различны.

Электронная температура в O^{++} зонах вычислялась по методу последовательных приближений, используя уравнение из [20]:

$$t = \frac{1.432}{\log[(\lambda 4959 + \lambda 5007)/\lambda 4363] - \log C_T},$$

где

$$t = 10^{-4} T_e(\text{ОIII}), C_T = (8.44 - 1.09t + 0.5t^2 - 0.08t^3) \frac{1 + 0.0004x}{1 + 0.044x}, x = 10^{-4} N_e t^{-0.5}.$$

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ И ИОНОВ В НИИ-ОБЛАСТЯХ

Параметры	Каз429	Каз429 ¹	Каз453	Каз459	Каз460(I)	Каз460(II)	Каз460(II) ¹	Каз528	Каз530
$T_e(\text{OIII})$ (К)	11020	9510	11841	11747	9190	10279	7830	10697	10848
$T_e(\text{OII})$ (К)	10917	9617	11692	11607	9461	10147	9441	10589	10744
$T_e(\text{SIII})$ (К)	9758	9543	10904	10776	9306	8658	8666	9285	9508
$n_e(\text{SII})$ (см ⁻³)	60	60	84	123	128	116	115	51	23
O^+/H^+ ($\times 10^5$)	2.46	5.31	4.06	3.91	11.12	4.69	7.40	5.53	5.38
$(O^+/H^+)_{\text{зтт}}$ ($\times 10^5$)	2.91	5.00	3.13						
O^{++}/H^+ ($\times 10^5$)	2.28	3.77	6.25	7.98	11.22	4.22	11.87	6.52	7.29
O^{+++}/H^+ ($\times 10^7$)			8.36	4.81	7.40				
O/H ($\times 10^5$)	5.20	8.77	9.39	11.95	22.42	8.91	19.27	12.05	12.67
$12+\log(O/H)$	7.71	7.94	7.97	8.07	8.35	7.95	8.28	8.08	8.10
N^+/H^+ ($\times 10^6$)	8.71	12.14	2.82	1.68	7.12	8.84	10.70	4.25	4.45
ICF	1.93	1.69	2.56	3.04	2.39	1.90	2.62	2.19	2.37
N/H ($\times 10^6$)	16.86	20.57	7.22	5.10	17.09	16.80	28.15	9.35	10.58
$12+\log(N/H)$	7.23	7.31	6.85	6.70	7.24	7.22	7.45	6.97	7.02
$\log(N/O)$	-0.49	-0.63	-1.11	-1.37	-1.12	-0.72	-0.83	-1.11	-1.08
Ne^{++}/H^+ ($\times 10^6$)	5.30	9.65	15.15	16.70	22.59	5.69	19.77	17.77	23.90
ICF	1.22	1.26	1.17	1.14	1.71	1.23	1.16	1.20	1.18
Ne/H ($\times 10^6$)	6.50	12.14	17.74	19.07	38.80	7.03	23.06	21.35	28.30
$12+\log(Ne/H)$	6.81	7.08	7.25	7.28	7.58	6.84	7.36	7.33	7.45
$\log(Ne/O)$	-0.86	-0.87	-0.72	-0.80	-0.76	-1.10	-0.92	-0.75	-0.65
S^+/H^+ ($\times 10^6$)	1.19	1.63	0.88	0.54	1.09	1.07	1.28	0.78	1.04
S^{++}/H^+ ($\times 10^6$)			1.59	2.00	3.15	4.01	3.99	2.07	1.85
ICF			1.07	1.09	1.00	1.05	1.07	1.05	1.06
S/H ($\times 10^6$)			2.63	2.76	4.27	5.33	5.64	3.01	3.06
$12+\log(S/H)$			6.42	6.44	6.63	6.73	6.75	6.47	6.48
$\log(S/O)$			-1.60	-1.64	-1.72	-1.22	-1.53	-1.60	-1.61
Ar^{++}/H^+ ($\times 10^7$)	3.22	3.40	4.26	4.31	8.17	7.31	7.29	5.68	5.03
ICF	1.07	1.08	1.07	1.08	1.10	1.08	1.07	1.07	1.07
Ar/H ($\times 10^7$)	3.47	3.70	4.58	4.66	9.02	7.90	7.84	6.10	5.40
$12+\log(Ar/H)$	5.54	5.57	5.66	5.67	5.95	5.90	5.89	6.78	5.73
$\log(Ar/O)$	-2.13	-2.39	-2.36	-2.41	-2.39	-2.05	-2.39	-2.29	-2.37
y^+ (среднее)	0.0751	0.0730	0.0774	0.0767	0.0770	0.0747	0.0700	0.0731	0.0759
y^{++} (4686)			0.0012	0.0006	0.0005				
η			1.168	1.796	2.851	4.148	1.930	2.350	2.130
ICF(He)	1.000	1.000	1.007	1.012	1.022	1.038	1.013	1.017	1.015
$y = y^+ + y^{++}$	0.075	0.073	0.078	0.078	0.079	0.078	0.071	0.074	0.077

¹ Значения, полученные по $T_e(\text{Ar/O})$ методу.

Электронная плотность n_e ([SII]) была определена с помощью отношения $[SII]\lambda 6717/[SII]\lambda 6731$ (коэффициенты вероятностей спонтанных переходов для этих линий взяты из [21], а эффективные поперечные сечения для столкновений из [22]). Полученные значения n_e ([SII]) во всех случаях $< 150 \text{ см}^{-3}$ (см., табл.3).

При определении электронной температуры для ионов OII, NeIII, SII, SIII, NII, ArIII, NeIII и HeII, использовались зависимости между T_e ([OIII]) и электронными температурами этих ионов из работы [3]. Электронные температуры в НII-областях для вышеупомянутых ионов приведены в табл.3.

Для определения обилия элементов использовались следующие линии: [OII] $\lambda 3727$ (или [OII] $\lambda\lambda 7320, 7331$, если линия [OII] $\lambda 3727$ не наблюдалась (для галактик с $z < 0.025$)) и [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$ - для кислорода, [NII] $\lambda\lambda 6548, 6584$ - для азота, [NeIII] $\lambda 3868$ - для неона, [SIII] $\lambda 6312$ и [SII] $\lambda\lambda 6717, 6731$ - для серы и линия [ArIII] $\lambda 7135$ - для определения обилия аргона. При вычислении содержания этих ионов использовались формулы из [3].

Содержание кислорода вычислялось по: $O/H = O^+/H^+ + O^{2+}/H^+$ кроме трех НII-областей, в которых наблюдалась линия HeII $\lambda 4686$. При определении полного содержания кислорода в этих трех НII-областях учитывалась также доля O^{3+} иона [3] (во всех трех случаях доля O^{3+} иона составила $< 1\%$ полного содержания кислорода). Полное содержание остальных элементов вычислялось по $X/H = ICF(X)(X^+/H^+)$. Значения ICF тяжелых элементов определялись по формулам, приведенным в [3].

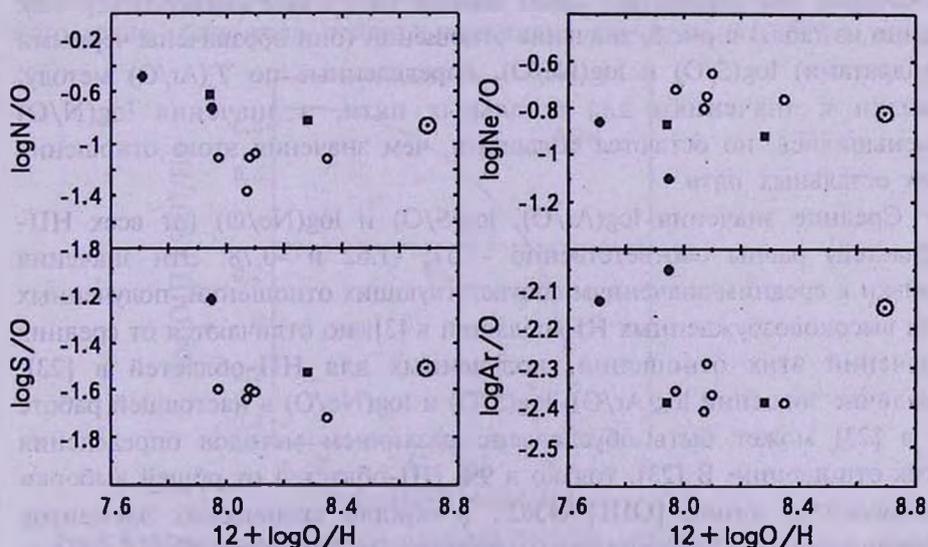


Рис.3. Зависимости $\log(N/O)$, $\log(Ne/O)$, $\log(S/O)$ и $\log(Ar/O)$ от $12 + \log(O/H)$ для НII-областей. Значение этих отношений для Солнца [24] обозначены символом \odot .

В табл.3 приведены содержание тяжелых элементов и их ионов, значение ICF , T_e и n_e в исследуемых НII-областях.

На диаграмме рис.3 представлены зависимости отношений N/O , S/O , Ne/O , Ar/O от $12 + \log(O/H)$. Заполненными кружками обозначены две низковозбужденные НII-области, для которых $[OIII] \lambda 4959/H\beta < 0.7$. Из этих диаграмм видно, что по всем значениям вышеупомянутых отношений, эти два объекта отличаются от остальных пяти, которые обозначены открытыми кружками. В работе [2] также наблюдалось такое различие и было предположено, что это различие, возможно, обусловлено неточностью определения интенсивности высоковозбужденной линии $[OIII] \lambda 4363$ в низковозбужденных НII-областях (в таких областях эта линия слаба). Однако отмечалось и то, что в этих низковозбужденных НII-областях может быть дополнительный нагревающий механизм, кроме излучения молодыми звездами. В вышеупомянутых двух НII-областях $I([OIII] \lambda 4363) < 0.01 \times I(H\beta)$ (см. табл.2) и неточность определения интенсивности линии $[OIII] \lambda 4363$ может быть большой. Отметим, что эти два объекта находятся относительно ближе к центрам их PG, чем остальные (см., табл.1).

Как альтернатива, для определения электронной температуры в вышеупомянутых НII-областях, использовался метод, представленный в [2]. Принимая, что $\log(Ar/O) = -2.39$ [3], определялась соответствующая электронная температура, и с ее помощью определялось содержание остальных элементов ($T_e(Ar/O)$ метод). Выбор отношения $\log(Ar/O)$ для определения T_e целесообразнее, чем $\log(S/O)$ или $\log(Ne/O)$, так как последние два отношения слабо зависят от T_e , чем $\log(Ar/O)$ [2]. Как видно из табл.3 и рис.3, значение отношений (они обозначены черными квадратами) $\log(S/O)$ и $\log(Ne/O)$, определенные по $T_e(Ar/O)$ методу, близки к значениям для остальных пяти, а значения $\log(N/O)$ уменьшились, но остаются большими, чем значения этого отношения для остальных пяти.

Средние значения $\log(Ar/O)$, $\log(S/O)$ и $\log(Ne/O)$ (от всех НII-областей) равны соответственно -2.37 , -1.62 и -0.78 . Эти значения близки к средним значениям соответствующих отношений, полученных для высоковозбужденных НII-областей в [3], но отличаются от средних значений этих отношений, полученных для НII-областей в [23]. Различие значений $\log(Ar/O)$, $\log(S/O)$ и $\log(Ne/O)$ в настоящей работе и в [23] может быть обусловлено различием методов определения этих отношений. В [23], только в 9% НII-областей от общей выборки наблюдалась линия $[OIII] \lambda 4363$, и обилие химических элементов определялось по эмпирическим методам. Эти различия более высоки для отношения $\log(N/O)$, так как оно более чувствительно к T_e , чем

остальные ($\log(\text{Ar}/\text{O})$, $\log(\text{S}/\text{O})$ и $\log(\text{Ne}/\text{O})$) [2]. Значения вышеупомянутых отношений для Солнца равны соответственно -2.14 , -1.5 и -0.82 [24]. Как видно, значения $\log(\text{Ar}/\text{O})$ и $\log(\text{S}/\text{O})$, полученные в настоящей работе, отличаются от значений соответствующих отношений для Солнца. Эти различия могут быть обусловлены и неточностью определения этих отношений для Солнца (см., например, [3]) и неточностью определения в этой работе.

Значение $\log(\text{N}/\text{O})$ для исследуемых НII-областей находится в интервале значений -0.63 \pm -1.37 . При данной металличности значение $\log(\text{N}/\text{O})$ для исследуемых НII-областей больше, чем для НII-областей, исследованных в [23]. На диаграмме $\log(\text{N}/\text{O}) - 12 + \log(\text{O}/\text{H})$ исследуемые НII-области находятся в той же области, что и высоковозбужденные НII-области в [2,3], что указывает на похожую историю обогащения азотом. Это значит, что возраст исследуемых НII-областей больше 100-300 млн лет, необходимого для обогащения азотом звездами промежуточных масс [2,3,12].

3.2. *Содержание гелия.* Содержание гелия определялось по линиям, $\text{HeI}\lambda 4471$, $\text{HeI}\lambda 5876$, $\text{HeI}\lambda 6678$ (для определения He^+) и $\text{HeII}\lambda 4686$ (для определения He^{++}) с помощью формул, приведенных в [17,25].

Полное содержание гелия вычислялось по: $\text{He}/\text{H} = \text{ICF}(\text{He})y$, где $y = y^+ + y^{2+} \equiv \text{He}^+/\text{H} + \text{He}^{++}/\text{H}$ и $\text{ICF}(\text{He}) = 1 + \eta(0.005 + 0.001\eta)$ [26], где $\eta = \text{O}^+\text{S}^{2+}/\text{S}^+\text{O}^{2+}$.

Корректирующий фактор $\text{ICF}(\text{He})$ учитывает содержание нейтрального гелия (хотя доля нейтрального гелия значительна ($\geq 5\%$)), когда

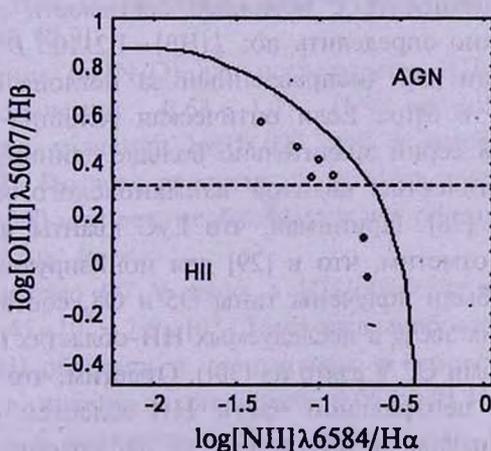


Рис.4. Классификационная диаграмма $[\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta - [\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$. Заполненными кружками обозначены НII-области, для которых $[\text{OIII}]\lambda 4363/\text{H}\beta < 0.7$, открытыми кружками обозначены НII-области, для которых $[\text{OIII}]\lambda 4363/\text{H}\beta > 0.7$. Сплошная кривая [27] отделяет НII-области от AGN, пунктирная линия соответствует $[\text{OIII}]\lambda 4959/\text{H}\beta = 0.7$.

$\eta \geq 10$ [26], а в исследуемых III-областях $\eta < 5$ (см. табл.3)). В Kaz429 эмиссионная линия [SIII] $\lambda 6312$ не наблюдалась, поэтому для нее $ICF(He) = 1$.

Значения y^+ (как величина средняя от значений $y^+(4471)$, $y^+(5876)$ и $y^+(6678)$), y^{2+} , η , $ICF(He)$ и u приведены в табл.3.

4. *Звездное население.* В III-областях эмиссионные линии водорода являются индикаторами молодого звездного населения, так как они образуются после поглощения и переработки излучения этих звезд за границей лаймановской серии. С помощью этих линий

Таблица 4

КОЛИЧЕСТВО ИОНИЗИРУЮЩИХ ЗВЕЗД В III-ОБЛАСТЯХ

Параметры	Kaz429	Kaz453	Kaz459	Kaz460(I)	Kaz460(II)	Kaz528	Kaz530
D (Мпк)	121.6	188.4	51.2	42	42	71.2	88.4
R (пк)	885	1370	370	305	305	517.5	640
r (пк)	885	1351	459	437	332	507	595
$F(H\beta)$ ($\times 10^{-17}$) (эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$)	398	861	1498	1575	1031	527	238
$L(H\beta)$ ($\times 10^{39}$) (эрг с^{-1})	7.06	36.68	4.71	3.33	2.18	3.20	2.23
N_{LyC} ($\times 10^{51}$)	14.55	75.56	9.71	6.87	4.50	6.60	4.60
N (O7 V)	1455	7556	971	687	450	660	460
SFR ($\times 10^2$) ($M_{\odot} \text{год}^{-1}$)	15.71	81.60	10.48	7.42	4.86	7.13	4.97

вычислены количество ионизирующих звезд и темп звездообразования в исследуемых III-областях.

На двухмерной классификационной диаграмме рис.4 все семь исследуемых объектов расположены в области III. Количество O-V звезд в III-областях можно вычислить с помощью светимости линии $H\beta$. Светимость $L(H\beta)$ можно определить по: $L(H\beta) = 1.2 \cdot 10^{50} D^2 F(H\beta)$, где $F(H\beta)$ - поток в линии $H\beta$ (исправленный за поглощение) и D - расстояние до объекта в Мпк. Если оптическая толщина области за пределом лаймановской серии значительно больше единицы ($\tau_c \gg 1$), то при $T_e = 10^4$ К количество квантов лаймановского континуума $N_{LyC} = 2.06 \cdot 10^{12} L(H\beta)$ [28]. Принимая, что LyC кванты испускаются звездами типа O7 V (отметим, что в [29] для ионизирующих звезд в Kaz460(I) и Kaz460(II) были получены типы O5 и O8, соответственно), получим количество этих звезд в исследуемых III-областях (количество LyC испускаемых звездами O7 V взято из [30]). Отметим, что количество звезд подсчитано для центральной части III-областей с угловым радиусом $1''.5$ (такой диафрагме соответствуют наблюдаемые спектры SDSS).

В табл.4 приведены значения $F(H\beta)$, $L(H\beta)$, D , N_{LyC} , линейный радиус, соответствующий $1''.5$ - R , линейный радиус всей III-области -

r и количество O7 V звезд в HII-области с угловым радиусом $1''.5 - N$ (O7 V). Как видно из этой таблицы, различие между размерами всей HII-области (r) и области, соответствующей $1''.5 (R)$, сравнительно больше для Kaz 459, Kaz 460(I) и Kaz 460(II) (их красные смещения меньше красных смещений остальных). То есть, для них получен нижний предел количеств O7 V звезд. Количество O7 V звезд в HII-областях находится в интервале значений $0.45 \times 10^3 \div 7.5 \times 10^3$. Самое большое количество этих звезд получено для гигантской HII-области в галактике Kaz 453.

По значениям $L(H\beta)$ определялся темп звездообразования - SFR (Star formation rate) [31]. Значения SFR для исследуемых HII-областей находятся в интервале значений $0.05 \div 0.81 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Из табл.4 видно, что темп звездообразования, так же, как количество O7 V звезд, самый большой в гигантской HII-области в иррегулярной галактике Kaz 453. Светимость $L(H\beta)$, а значит и темп звездообразования, одного порядка, что и в HII-областях в спиральных и иррегулярных галактиках [32].

5. *Заключение.* Резюмируя полученные результаты исследования семи HII-областей в галактиках Казаряна, можно сделать следующие выводы:

1. Среди исследованных HII-областей нет объекта с очень низкой металличностью ($12 + \log(O/H) < 7.6$, т.е. $Z < Z_{\odot}/12$). Содержание кислорода $12 + \log(O/H)$ в этих областях находится в интервале $7.94(Z_{\odot}/5.6) + 8.35(Z_{\odot}/2.2)$. Средние значения отношений $\log(Ne/O)$, $\log(Ar/O)$ и $\log(S/O)$ равны соответственно -0.78 , -2.37 и -1.63 , что близко к значениям этих отношений, полученным для высоковозбужденных HII-областей [2,3].

2. Значение $\log(N/O)$ для исследуемых HII-областей находится в интервале значений $-0.63 \div -1.37$. При данной металличности они имеют те же значения $\log(N/O)$, что и высоковозбужденные HII-области [2,3]. По всей вероятности возраст исследуемых HII-областей больше 100-300 млн лет, необходимого для обогащения азотом звездами промежуточных масс.

3. Количество O7 V звезд в HII-областях находится в интервале значений $0.45 \times 10^3 \div 7.5 \times 10^3$. Темп звездообразования одного порядка, что и в HII-областях в спиральных и иррегулярных галактиках и находится в интервале значений $0.05 \div 0.81 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Темп звездообразования и количество O7 V звезд самые большие в гигантской HII-области в иррегулярной галактике Kaz 453.

В работе использовались данные из базы данных внегалактических объектов Лион-Медон (HyperLeda), поддержанная группой LEDA в

обсерватории-CRAL в Лионе и из пятой базы данных Слоановского цифрового обзора неба (SDSS DR5), открытой для свободного доступа в <http://www.sdss.org/dr5>.

Автор благодарит А.Р.Петросяна и М.А.Казаряна за плодотворное обсуждение и ценные замечания.

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

THE SPECTRAL INVESTIGATION OF SEVEN HII REGIONS IN KAZARIAN GALAXIES

V.Zh.ADIBEKYAN

According to SDSS DR5 spectra the spectrophotometric investigations of seven HII regions of six Kazarian galaxies are conducted. The abundances of heavy elements and helium and also quantity of ionizing stars and star formation rate are determined. The oxygen abundance $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ lies in the range $7.94 + 8.35$. The mean $\log(\text{S}/\text{O})$, $\log(\text{Ar}/\text{O})$ and $\log(\text{Ne}/\text{O})$ abundance ratios are equal to: -1.63 , -2.37 and -0.78 , respectively. The $\log(\text{N}/\text{O})$ abundance ratio of investigated HII regions is in the interval $-0.63 + -1.37$. They occupy the same area in the diagram $\text{N}/\text{O} - \text{O}/\text{H}$ as the high-excitation HII regions. Most likely, the ages of investigated HII regions are larger than 100-300 Myr, required for the enrichment in nitrogen by intermediate-mass stars. The star formation rate is one order as in HII regions in spiral and irregular galaxies, and is in the interval $0.05 + 0.81 M_{\odot} \text{year}^{-1}$.

Key words: *HII regions: metallicity: star formation: UV - excess*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика., АН Арм. ССР, Ереван, 1947.
2. Y.I.Izotov, G.Stasinska, N.G.Guseva, T.X.Thuan, Astron. Astrophys., 415, 87, 2004.
3. Y.I.Izotov, G.Stasinska, G.Meynet, N.G.Guseva, T.X.Thuan, Astron. Astrophys.,

- 448, 955, 2006.
4. *B.E.Pagel, M.G.Edmunds, D.E.Blackwell, M.S.Chun, G.Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **189**, 95, 1979.
 5. *A.P.Петросян*, Сообщ. Бюр. Обс., **61**, 15, 1990.
 6. *L.S.Pilyugin, T.Contini, J.M.Vi'lchez*, Astron. Astrophys., **423**, 427, 2004.
 7. *L.S.Pilyugin, J.M.Vi'lchez, T.Contini*, Astron. Astrophys., **425**, 849, 2004.
 8. *R.C.Kennicutt, M.S.Oey, D.Zaritsky, J.P.Huchra*, Rev. Mexic. de Astron. Astrofis., **27**, 21, 1993.
 9. *H.A.Kobulnicky, E.D.Skillman*, Astrophys. J., **471**, 211, 1996.
 10. *A.Maeder*, Astron. Astrophys., **264**, 105, 1992.
 11. *Y.I.Izotov, T.X.Thuan*, Astrophys. J., **511**, 639, 1999.
 12. *R.B.C.Henry, M.G.Edmunds, J.Köppen*, Astrophys. J., **541**, 660, 2000.
 13. *L. van Zee, J.J.Salazer, M.P.Haynes*, Astrophys. J., **497**, 1, 1998.
 14. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, Астрофизика, **18**, 512, 1982.
 15. *М.А.Казарян, Э.С.Казарян*, Астрофизика, **19**, 213, 1983.
 16. *J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros, S.S.Alam et al.*, 2007yCat.2276....0A.
 17. *Y.I.Izotov, T.X.Thuan, V.A.Lipovetsky*, Astrophys. J., **435**, 647, 1994.
 18. *A.E.Whitford*, Astrophys. J., **63**, 201, 1958.
 19. *M.Brocklehurst*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **157**, 211, 1972.
 20. *L.H.Aller*, Physics of Thermal Gaseous Nebulae (Dordrecht: Reidel) 1984.
 21. *C.Mendoza, C.J.Zeppen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **198**, 127, 1982.
 22. *F.P.Kennan, L.H.Aller, K.L.Bell et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **281**, 1073, 1996.
 23. *L. van Zee, J.J.Salazer, M.P.Haynes*, Astron. J., **116**, 2805, 1998.
 24. *K.Lodders*, Astrophys. J., **591**, 1220, 2003.
 25. *Y.I.Izotov, T.X.Thuan, V.A.Lipovetsky*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **108**, 1, 1997.
 26. *B.E.J.Pagel, E.A.Simonson, R.J.Terlevich, M.G.Edmunds*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **255**, 325, 1992.
 27. *G.Stasinska, R. Cid Fernandes et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **371**, 972, 2006.
 28. *D.E.Osterbrock*, Astrophysics of Gaseous Nebulae., San Francisco: W.H.Freeman, 1974.
 29. *М.А.Казарян*, Астрофизика, **29**, 167, 1988.
 30. *C.Leitherer*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **73**, 1, 1990.
 31. *R.C.Kennicutt*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **36**, 189, 1998.
 32. *R.C.Kennicutt, B.K.Edgar, P.W.Hodge*, Astrophys. J., **337**, 761, 1989.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХНОВЫХ
ТИПА Ib/c, II И ИХ РОДИТЕЛЬСКИХ ГАЛАКТИК

А.А.АКОПЯН

Поступила 25 июля 2007

Принята к печати 18 ноября 2007

В статье представлено статистическое исследование свойств сверхновых типа Ib/c и II и интегральных параметров их спиральных родительских галактик. К выборке данных были применены методы одномерной и многомерной статистики. Сделан вывод, что SNe типа Ib/c, радиально более сконцентрированы к центру галактик, чем SNe типа II. Распределение радиальных расстояний R_{50}/R_{25} для SNe Ib/c и SNe II в активных галактиках показывает более высокую концентрацию к центру, чем для нормальных галактик. Этот эффект более силен для SNe Ib/c, чем для SNe II.

Ключевые слова: *сверхновые: спиральные галактики: активность: звездообразования: прародители*

1. *Введение.* Исследование сверхновых (SNe) и их родительских галактик (РГ) дает важные ключи к пониманию химической эволюции, кинематики межзвездной среды, происхождения космических лучей, истории формирования и последних этапов эволюции звезд, вероятной природы прародителей, эволюция которых приводит к вспышкам SNe разных типов. Для этих целей исследования SNe типа Ia (см., например, [1]) и SNe типа Ib/c, II (см., например, [2]) имеют разные предназначения. SNe типа Ib/c, II и их РГ представляют собой особый интерес и являются предметом настоящего исследования. Относительно этих объектов выполнено много работ (см., например, [3,4]). SNe типа II вспыхивают от коллапса ядра молодых, массивных звезд - красных сверхгигантов, в оболочках которых в большом количестве присутствует водород. SNe типа Ib/c также вспыхивают от коллапса ядра массивных звезд, вероятно от звезд Вольфа-Райе (см., например, [4]), но большая часть водородной оболочки этих звезд потеряна при эволюции в тесной двойной системе или каким-либо другим образом, что вероятно является причиной более высокой металличности прародителей SNe Ib/c (см., например, [3,5]). Обобщая выполненные до сих пор исследования связей свойств этих SNe и их РГ, можно отметить следующие существенные результаты, которые обоснованы в ряде важных работ (см., например, [3,6]).

Свойства SNe зависят от хаббловского морфологического типа

галактик, в которых они вспыхивали. SNe типа Ib/c и II были обнаружены только в спиральных галактиках, где в настоящее время продолжают образовываться звезды и присутствуют как старые звезды малой массы, так и молодые, массивные звезды. Не обнаружено значительного различия в распределениях SNe Ib/c и SNe II по морфологическому типу РГ. Это подтверждает, что оба класса SNe имели подобных прародителей (см., например, [7]). SNe Ib/c и SNe II одинаково явно сконцентрированы в спиральных рукавах и связаны с дисковым населением спиральных РГ (см., например, [8]). Те SNe, которые показывают корреляцию со спиральными рукавами, могут иметь разные наблюдаемые свойства по сравнению с SNe, которые не показывают корреляцию со спиральными рукавами. Различие в основном обусловлено существованием более плотного межзвездного газа в спиральных рукавах. Взаимодействие SNe с этим газом показывает различные проявления в спектрах этих объектов (см., например, [6]). Кроме того, SNe Ib/c и SNe II показывают тесную связь с HII областями или со скоплениями ярких голубых звезд - OB ассоциациями (см., например, [9]). Сходство, связывающее SNe Ib/c и SNe II с HII областями, также предполагает, что и SNe Ib/c и SNe II имели молодых прародителей в том же самом интервале масс (см., например, [8,10]).

Наблюдаемое отношение чисел SNe типа Ib/c и SNe типа II зависит от светимости и от металличности РГ. Отношение $N_{Ib/c} / N_{II}$ увеличивается по мере роста светимости РГ (см., например, [2]).

Обнаружены различия в распределении SNe в нормальных и активных РГ [11,12]. Радиальное распределение SNe типа Ib/c в их РГ более центрально сконцентрировано, чем SNe типа II. Частота SNe типа Ia, Ib/c и II сильно зависит от показателя цвета ($B-K$) РГ, т.е. от активности звездообразования [13].

Наблюдается связь между свойствами SNe и наклонами их РГ. Частота SNe в РГ морфологического типа Sc-Sd показывает пик в объектах с наклонами $\sim 25^\circ$ или меньше [14].

Целью настоящей работы является исследование связи интегральных параметров РГ и свойств обнаруженных в них SNe типа Ib/c и II, с помощью которой можно определить природу прародителей SNe Ib/c и SNe II. Настоящее исследование основано на выборке спиральных галактик с лучевыми скоростями ≤ 10000 км с⁻¹, наклонами диска $\leq 50^\circ$ и выборке SNe Ib/c и SNe II, обнаруженных в этих галактиках до августа 2006г.

В разделе 2 представлены база данных настоящей работы и методы их обработки. Результаты и обсуждение даны в разделе 3. Заключение представлено в разделе 4. В статье для постоянной Хаббла принято

значение $H_0 = 75 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

2. *База данных и обработка.* Основным источником данных был электронный каталог сверхновых Асиаго, доступный в <http://web.pd.astro.it/supern/> [15]. В указанном каталоге, по возможности, представлены морфологические типы, логарифмы диаметров D_{25} , лучевые скорости, наклоны дисков, позиционные углы, звездные величины РГ в синем цвете (обычно от RC3 или от базы данных Leda), координаты SNe от центра РГ, типы SNe и т.д. В каталоге основным источником данных о SNe служат Циркуляры MAC. Для данного исследования выбраны только SNe подтипов Ib, Ic, Ib pec, Ic pec как общий тип SNe Ib/c и IIb, IIc, IIcL, IIcL, IIb-L, IIp, IIb-P, II pec как общий тип SNe II. Последняя SNe, включенная в исследование, была SN 2006er (дата открытия 30 августа 2006г.). Отобраны те SNe и их РГ, для которых в каталоге присутствуют следующие данные: (1) координаты SNe от центра РГ; (2) морфологический тип РГ (спиральные); (3) лучевая скорость РГ ($\leq 10000 \text{ км с}^{-1}$); (4) наклон диска РГ; (5) позиционный угол РГ; (6) звездная величина РГ в синем цвете и (7) логарифм диаметра D_{25} ($D_{25} = 2R_{25}$). Чтобы минимизировать эффекты поглощения и проектирования, РГ с $i > 50^\circ$ были исключены. В результате от 3618 SNe, обнаруженных до августа 2006г. только 271 SNe в 243 РГ (68 SNe типа Ib/c и 203 SNe типа II) удовлетворяют этим условиям. В каждой из 221 РГ вспыхнули по одной из этих SNe, в каждой из 17 РГ - по две, в каждой из 4 РГ - по три и в одной РГ - четыре SNe. Радиус R_{25} , используемый в настоящем исследовании, это большая полуось РГ до расстояния с предельной яркостью 25 звездных величин с квадратной секунды дуги. Предполагалось, что все SNe Ib/c и SNe II вспыхивают в плоскостях диска РГ и радиальное расстояние R_{sw} от центров их РГ было вычислено с учетом наклона плоскости диска.

Источником данных для инфракрасных K (2.17 мкм) звездных величин РГ был электронный архив 2-х микронного обзора всего неба (2MASS), доступный в <http://irsa.ipac.caltech.edu/>. В этом архиве из 243 РГ только для 208 РГ были известны звездные величины K . Источником данных для звездных величин 192 РГ (из 243) на длине волны 21 см (1.42 ГГц) была база данных внегалактических объектов HyperLeda, доступная в <http://leda.univ-lyon1.fr/>. В итоге из 271 SNe и их 243 РГ, только для 175 SNe и их 161 РГ были доступны все вышеперечисленные данные.

В работе для определения класса активности РГ использовались данные от базы данных внегалактических объектов NASA/IPAC (NED), доступной в <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>. РГ в выборке считались активными, если 1) их ядра показывали различные уровни активности

(Sy1, Sy1.5, Sy2, LINER, LINER/НII и т.д.) и 2), если есть наличие бурного звездообразования (starburst, НII). Из выборки РГ, 42 (17%) являются активными, а 201 (83%) нормальными. В активных РГ в общей сложности 52 (19%) SNe (19 (7%) SNe Ib/c и 33 (12%) SNe II), в нормальных РГ в общей сложности 219 (81%) SNe (49 (18%) SNe Ib/c и 170 (63%) SNe II).

Для статистической обработки данных были применены методы одномерной и многомерной статистики, в частности, метод Многомерного Факторного Анализа (MFA). Статистический метод MFA используют для того, чтобы обнаружить корреляции среди ряда m начальных переменных, измеренные на n -объектах, и линейно независимых факторов F_1, F_2, \dots, F_k ($k < m$). Главными целями MFA являются: 1) сокращение числа переменных (редукция данных), и 2) определение структуры взаимосвязей между переменными, т.е. классификация или группировка переменных. Этот метод использовался в астрономии несколькими авторами (см., например, [16-19]). Детальное описание метода MFA представлено в [20,21].

В ходе применения MFA целесообразно использовать две выборки начальных переменных. В первой выборке для 271 SNe и их 243 РГ использовались следующие начальные переменные: морфологический тип (Morph: S0 = -2, S0/a = -1, S = 0, Sa = 1, Sab = 2, Sb = 3, Sbc = 4, Sc = 5, Scd = 6, Sd = 7, Sdm = 8); параметр наличия бара (B: 0 - при отсутствии и 1 - при наличии баров в РГ); наклон диска (i); абсолютная звездная величина РГ в синем цвете (M_B); радиус R_{25} (кпк); параметр типа SNe (T: 0 - для типа Ib/c и 1 - для типа II); относительное радиальное расстояние R_{SN}/R_{25} от центра РГ с учетом наклона диска; параметр активности (A/SF: 0 - для нормальных и 1 - для активных РГ). Во второй выборке для 175 SNe и их 161 РГ к вышеперечисленным

Таблица 1

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПЕРЕМЕННЫМИ И
РАЗНЫМИ ФАКТОРАМИ ДЛЯ 271 СВЕРХНОВЫХ И ИХ 243
РОДИТЕЛЬСКИХ ГАЛАКТИК

Переменная	F_1	F_2	F_3
Morph	0.414	0.042	0.396
B	-0.146	-0.025	0.554
i	0.093	0.102	0.686
M_B	0.899	0.092	-0.047
R_{25} (кпк)	-0.833	0.066	0.082
T	-0.069	0.694	-0.002
R_{SN}/R_{25}	0.069	0.705	0.252
A/SF	-0.108	-0.571	0.438
Процент от общей дисп. (%)	21.6	16.6	15.0

переменным добавлены абсолютная звездная величина на длине волны 21 см (M_{21}) и показатель цвета ($B-K$) РГ.

3. *Результаты и обсуждение.* В выборке для всех 271 SNe отношение чисел SNe Ib/c и SNe II ($N_{Ib/c}/N_{II}$) равно ~ 0.33 . Теоретическая модель в [22] показывает, что $N_{Ib/c}/N_{II}$ никогда не превышает ~ 0.2 , что не соответствует наблюдениям (см., например, [2,23]). В [23] находят, что в нормальных галактиках $N_{Ib/c}/N_{II} \sim 0.27$, в то время как в [24] утверждается, что один из четырех SNe Ib/c и SNe II принадлежит типу Ib/c, т.е. $N_{Ib/c}/N_{II} \sim 0.33$. Эти данные находятся в соответствии с результатом настоящей работы.

В табл.1 представлены коэффициенты корреляции между переменными и разными факторами для 271 SNe и их 243 РГ, полученные согласно первой выборке. Чтобы упростить интерпретацию результатов, использовался особый метод вращения факторов. Этот тип вращения называется вращением, максимизирующим дисперсию (варимакс), так как цель вращения заключается в максимизации дисперсии (изменчивости) переменной (фактора) и минимизации разброса вокруг нее. В этом случае, принимая порог корреляции ~ 0.4 для первого фактора, F_1 , который объясняет $\sim 21.6\%$ от общей дисперсии, получаем, что он группирует абсолютную звездную величину M_p , радиус R_{25} (кпк) и морфологический тип РГ. Эти связи не касаются свойств SNe, но известны в литературе - галактики с более высокими светимостями имеют большие линейные размеры и от галактик морфологического типа S0 к Sdm светимость систематически уменьшается (см., например, [25]). Фактор F_2 , который

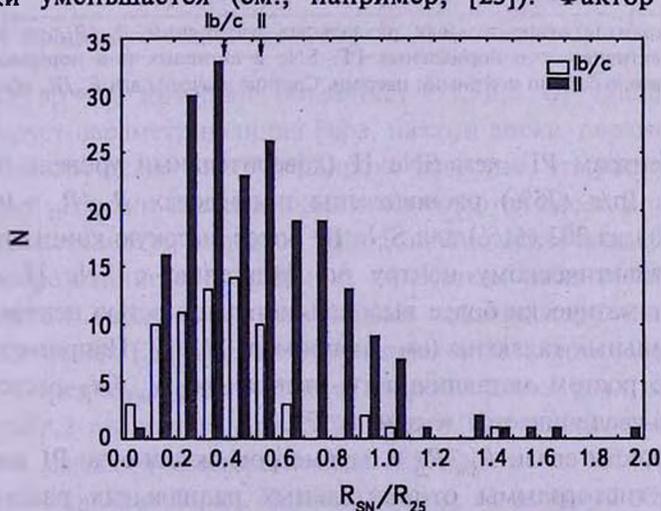


Рис.1. Гистограммы относительных радиальных расстояний R_{SN}/R_{25} от центров РГ для SNe типа Ib/c и II. На гистограммах SNe Ib/c и SNe II обозначены соответственно белыми и черными цветами. Средние значения для R_{SN}/R_{25} обозначены стрелками.

объясняет ~16.6% от общей дисперсии, группирует относительное радиальное расстояние R_{SN}/R_{25} , тип SNe и параметр активности ПГ. Эти связи указывают, что SNe типа II расположены дальше от центра ПГ, чем SNe типа Ib/c. Кроме этого, SNe обоих типов расположены дальше от центра нормальных ПГ по сравнению с SNe в активных ПГ.

Для наглядности связи R_{SN}/R_{25} с типами SNe Ib/c и SNe II на рис.1 представлены гистограммы относительных радиальных расстояний R_{SN}/R_{25} от центров ПГ. Средние относительные радиальные расстояния для SNe Ib/c и SNe II равняются, соответственно, 0.39 ± 0.04 ($N_{Ib/c} = 68$) и 0.54 ± 0.02 ($N_{II} = 203$). Это указывает, что SNe Ib/c более сконцент-

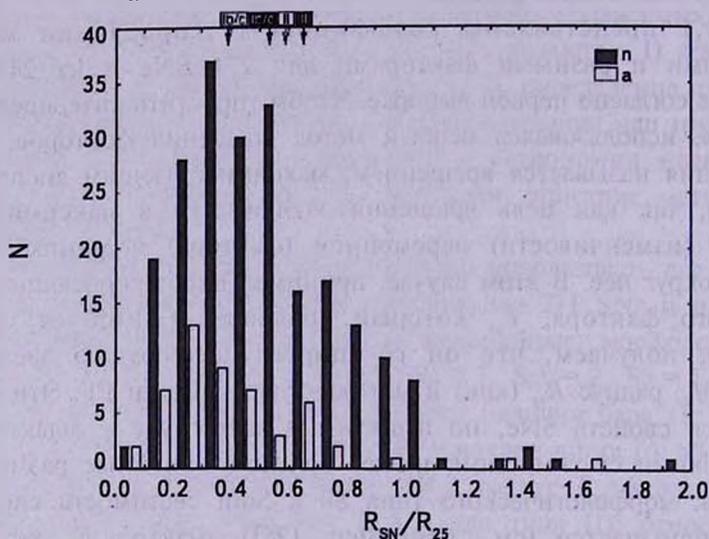


Рис.2. Гистограммы относительных радиальных расстояний R_{SN}/R_{25} от центров, обнаруженных в активных и в нормальных ПГ. SNe в активных и в нормальных ПГ отмечены соответственно белыми и черными цветами. Средние значения для R_{SN}/R_{25} обозначены стрелками.

рированы к центрам ПГ, чем SNe II (доверительный уровень 98.9%). 51 из 68 SNe Ib/c (75%) расположены в пределах $R_{SN}/R_{25} = 0.5$, по сравнению с 103 из 203 (51%) для SNe II. Более высокую концентрацию SNe Ib/c к галактическому центру по сравнению с SNe II можно объяснить систематически более высокой металличностью центральных областей спиральных галактик (см., например, [2,26]). Например, в [2] находят, что с ростом металличности отношение $N_{Ib/c}/N_{II}$ растет, т.е. доля SNe Ib/c увеличивается к центру ПГ.

Для наглядности связи R_{SN}/R_{25} с параметром активности ПГ на рис.2 представлены гистограммы относительных радиальных расстояний R_{SN}/R_{25} от центров, обнаруженных в активных и в нормальных ПГ. Среднее значение для R_{SN}/R_{25} в активных и в нормальных ПГ равняется,

соответственно, 0.42 ± 0.04 ($N_{SN} = 52$) и 0.52 ± 0.02 ($N_{SN} = 219$). Это отношение для SNe Ib/c в активных и в нормальных РГ равняется, соответственно, 0.29 ± 0.07 ($N_{Ib/c}^a = 19$) и 0.43 ± 0.04 ($N_{Ib/c}^n = 49$), а для SNe II - 0.49 ± 0.05 ($N_{II}^a = 33$) и 0.55 ± 0.02 ($N_{II}^n = 170$). Более высокую концентрацию SNe к центру активных РГ (доверительный уровень 91.3%), можно объяснить более высокой металличностью центральных областей активных галактик по сравнению с нормальными (см., например, [27]), при этом, этот эффект более силен для SNe Ib/c, чем для SNe II. Например, в [23] находят, что в галактиках Сейферта отношение $N_{Ib/c}/N_{II} \sim 1$, т.е. доля SNe Ib/c увеличивается к центру активных РГ быстрее по сравнению с нормальными.

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ПЕРЕМЕННЫМИ И РАЗНЫМИ ФАКТОРАМИ ДЛЯ 175 СВЕРХНОВЫХ И ИХ 161 РОДИТЕЛЬСКИХ ГАЛАКТИК

Переменная	F_1	F_2	F_3
Morph	0.003	0.727	-0.151
B	0.191	0.081	0.120
i	0.092	0.512	0.228
M_B	0.818	-0.003	0.013
R_{25} (кпк)	-0.890	-0.086	0.055
T	0.040	-0.146	0.653
R_{SN}/R_{25}	0.102	0.238	0.756
A/SF	0.140	0.096	-0.443
M_{21}	0.878	0.021	-0.142
$B-K$	-0.067	-0.714	0.121
Процент от общей дисп. (%)	23.1	14.0	13.2

Фактор F_3 , который объясняет ~15.0% от общей дисперсии, группирует параметр наличия бара, наклон диска, параметр активности и морфологический тип РГ. Широко известно, что многие физические свойства галактик систематически изменяются вдоль морфологической последовательности типов от S0 к Sdm. Активность ядер и/или бурное звездообразование в спиральных галактиках наблюдается в основном в гигантских галактиках с баром более поздних морфологических типов (см., например, [25]). Кроме этого, галактики поздних морфологических типов в среднем имеют большие наклоны диска (см., например, [28]).

В табл.2 представлены коэффициенты корреляции между переменными и разными факторами для 175 SNe и их 161 РГ, полученные согласно второй выборке. Первый фактор, F_1 , который объясняет ~23.1% от общей дисперсии, группирует абсолютную звездную величину M_B , радиус R_{25} (кпк) и абсолютную звездную величину РГ на длине волны

21 см. Отсюда виден другой известный результат, что в гигантских галактиках с высокой светимостью систематически выше содержание нейтрального водорода, излучающего на длине волны 21 см (см., например, [25]). Фактор F_2 , который объясняет ~14.0% от общей дисперсии, группирует морфологический тип, наклон диска и показатель цвета ($B - K$) PГ. Общеизвестно, что от морфологических типов S0 к Sdm цвет галактик становится более синим и, как было отмечено выше, наклон диска галактик увеличивается (см., например, [28]). Фактор F_3 , который объясняет ~13.2% от общей дисперсии, группирует переменные примерно так, как фактор F_2 в первой выборке.

4. *Заключение.* В настоящей работе исследована связь свойств SNe типа Ib/c и II с интегральными параметрами их родительских галактик. Получены следующие основные результаты:

- SNe типа Ib/c более сильно сконцентрированы к центру галактик, чем SNe типа II. Это находится в согласии с высокой металличностью центральных областей галактик.

- Радиальное распределение SNe типа Ib/c и II в активных галактиках показывает более высокую концентрацию к центру, чем в нормальных галактиках. Этот эффект более силен для SNe Ib/c, чем для SNe II, и является признаком высокого уровня звездообразования в окооядерных областях активных галактик.

Полученные данные совместимы с широко принятыми представлениями, что прародители SNe типа Ib/c и II связаны с молодым звездным населением галактик (см., например, [23,29]).

В работе использовались данные из каталога сверхновых Асиаго, базы данных внегалактических объектов Лион-Медон (HyperLeda), поддержанная группой LEDA в обсерватории CRAL в Лионе, архива инфракрасных данных NASA/IPAC и базы данных внегалактических объектов NASA/IPAC (NED), которым управляет Лаборатория реактивного движения, Калифорнийский технологический институт, согласно контракту с Национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства.

Автор считает своим долгом выразить глубокую благодарность А.Р.Петросяну за его предложения и критические комментарии, которые существенно улучшили статью. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Французского Правительства.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: hakatur@rambler.ru

THE STATISTICAL INVESTIGATION OF TYPE Ib/c, II
SUPERNOVAE AND THEIR HOST GALAXIES

А.А.НАКОВЯН

Statistical investigation of properties of supernovae type Ib/c and II and integral parameters of their spiral host galaxies is presented. The methods of one-dimensional and multivariate statistics have been applied to the constructed sample. It is concluded that: SNe type Ib/c are more concentrated to the center of the galaxies than SNe type II; both types of SNe are more concentrated to the center of active galaxies than in the normal ones. In comparison with SNe type II this effect is stronger for SNe Ib/c.

Key words: *supernovae:spiral galaxies:activity:star-formation:progenitors*

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Livio*, in *Supernovae and Gamma-Ray Bursts*, ed. M.Livio, N.Panagia, K.Sahu, Cambridge, Cambridge Univ. Press, 334, 2001.
2. *N.Prantzos, S.Boisser*, *Astron. Astrophys.*, **406**, 259, 2003.
3. *M.Turatto*, "Classification of Supernovae", in *Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, edited by K.Weiler, 2003, vol. 598 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pp.21-36.
4. *A.Pastorello, S.J.Smartt, S.Mattila et al.*, *Nature*, **447**, 829, 2007.
5. *A.V.Filippenko*, in *From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae*, eds. W.Hillebrandt, B.Leibundgut, Berlin, Springer, p171, 2003.
6. *M.Turatto, S.Benetti, A.Pastorello*, in *Supernova 1987A: 20 Years After: Supernovae and Gamma-Ray Bursters*, New York, [astro-ph/0706.1086], 2007.
7. *S. van den Bergh, W.Li, A.V.Filippenko*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **117**, 773, 2005.
8. *O.S.Barnutov, D.Yu.Tsvetkov, I.V.Filimonova*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **106**, 1276, 1994.
9. *D.Yu.Tsvetkov, S.I.Blinnikov, N.N.Pavlyuk*, *Astron. Lett.*, **27**, 411, 2001.
10. *S.D. Van Dyk, M.Hamuy, A.V.Filippenko*, *Astron. J.*, **111**, 2017, 1996.
11. *M.Turatto, E.Cappellaro, A.R.Petrosian*, *Astron. Astrophys.*, **217**, 79, 1989.
12. *A.Petrosian, H.Navasardyan, E.Cappellaro et al.*, *Astron. J.*, **129**, 1369, 2005.
13. *F.Mannucci, M.Della Valle, N.Panagia et al.*, *Astron. Astrophys.*, **433**, 807, 2005.
14. *S. van den Bergh, R.D.McClure*, *Astrophys. J.*, **359**, 277, 1990.
15. *R.Barbon, V.Buondi, E.Cappellaro, M.Turatto*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **139**, 531, 1999.
16. *B.C.Whitmore*, *Astrophys. J.*, **278**, 61, 1984.

17. *J.P.Vader*, *Astrophys. J.*, **306**, 390, 1986.
18. *A.R.Petrosian, M.Turatto*, *Astron. Astrophys.*, **297**, 49, 1995.
19. *H.Navasardyan, A.R.Petrosian, M.Turatto, E.Cappellaro, J.Boulesteix*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **328**, 1181, 2001.
20. *H.H.Harman*, *Modern Factor Analysis*, Univ. of Chicago Press, Chicago, 1967.
21. *A.A.Afifi, P.S.Azen*, *Statistical Analysis: A Computer Oriented Approach*. Academic Press, Chicago, 1979.
22. *A.Heger, C.L.Fryer, S.E.Woosley, N.Langer, D.H.Hartmann*, *Astrophys. J.*, **591**, 288, 2003a.
23. *A.Bressan, M.Della Valle, P.Marziani*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **331**, L25, 2002.
24. *М.Натиу*, in *Core Collapse of Massive Stars*, [astro-ph/0301006], 2003.
25. *Э.В.Кононович, В.И.Мороз*, *Общий курс астрономии*, Едиториал УРСС, М., 2004.
26. *S. van den Bergh*, *Astron. J.*, **113**, 197, 1997.
27. *R.B.C.Henry, G.Worthey*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **111**, 919, 1999.
28. *Q.Yuan, Ch.Zhu*, *Chinese Astron. Astrophys.*, **28**, 127, 2004.
29. *S.D. Van Dyk, W.D.Li, A.V.Filippenko*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **115**, 1, 2003.

TETRAD FORMULATION OF THE BASIC
EQUATIONS OF TYPE II SUPERCONDUCTORS
IN CURVED SPACE-TIMER.KRIKORIAN¹, D.M.SEDRAKIAN²

Received 26 September 2007

The basic equations of type II superconductors have been obtained by adopting London's phenomenological approach. The generation of the electromagnetic field in a superconductor at rest in a stationary universe has been investigated using the method of anholonomic frames. The Newtonian formulation of the problem has also been studied.

Key words: superconductors: basic equations

1. *Introduction.* In a recent note [1] we discussed some aspects of the electrodynamics of the superconductors in stationary space-time adopting the method of anholonomic frames, when the intensity of the applied magnetic field H is less than the critical value H_{c1} . From the anholonomic form of London's equations we derived the expressions of the electric and magnetic fields generated by a stationary gravitational field inside a superconductor at rest. These fields being determined by the nonzero components of the object of anholonomy. This mathematical object conveys the information on the gravitational field.

The purpose of this note is to extend this anholonomic approach to the discussion of type II superconductors in a stationary universe, when the inequality $H > H_{c1}$ is satisfied. We shall see that the presence of vortices has an influence on the generation of the electromagnetic field inside the superconductor. Whereas the magnetic field is conditioned by the presence of vortices, the generation of electric field, because of the phenomenon of unipolar induction, is related to the motion of magnetic vortices.

In section 2, assuming that the only forces acting on the electronic fluid are the Lorentz force and the reaction of the Magnus force, we adopt London's approach to derive the covariant London equations describing the motion of superelectrons in type II superconductors. In section 3 the tetrad formulation of the above equations is given. They are exhibited in the same form as the corresponding covariant equations with an added term containing the object of anholonomy C . The expression of the electric and

magnetic fields generated inside the superconductor are written in terms of the nonzero components of C and of quantities characterizing the structure of vortices. In section 4, we discuss the Newtonian approach of the problem under consideration. This Newtonian formulation has the advantage of clarifying the physical meaning of the obtained results. In section 5, as a concluding remark we mention a possible astrophysical application of the above results.

2. *Holonomic formulation.* Following London let us consider free particles of charge q ($q < 0$) and mass m moving without friction and subject only to the action of the electromagnetic field. The particles are assumed to form a nonviscous charged liquid whose velocity field u^α (x^β) satisfies the equation

$$u^\mu \left[\delta_{[\mu} u_{\nu]} + \frac{q}{mc^2} F_{\mu\nu} - \frac{q}{mc^2} s_{\mu\nu} \right] = 0. \quad (2.1)$$

This equation is obtained by considering the motion of a fictitious charged particle (q, m) subject to the Lorentz force and the reaction of the Magnus force, i. e

$$\frac{\nabla u^\mu}{dS} = \frac{q}{mc^2} F^{\nu\mu} u_\nu - \frac{q}{mc^2} s^{\nu\mu} u_\nu, \quad (2.2)$$

where u_μ and $F^{\nu\mu}$ are respectively the unit 4-velocity ($u^\mu u_\mu = 1$) and the electromagnetic field tensor related to the 4-potential A_μ by

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \quad (2.3)$$

The antisymmetric tensor $s_{\mu\nu}$ may be expressed in terms of quantities characterizing the system of vortices [2]:

$$s_{\mu\nu} = \frac{1}{2} s \eta_{\mu\nu\rho\sigma} D^{\rho\sigma},$$

$$D^{\mu\nu} = -u^\mu(L) v^\nu(L) + u^\nu(L) v^\mu(L), \quad (2.4)$$

where

$$\eta_{\nu\mu\rho\sigma} = -\sqrt{-g} \varepsilon_{\nu\mu\rho\sigma}, \quad \eta^{\nu\mu\rho\sigma} = \frac{1}{\sqrt{-g}} \varepsilon_{\nu\mu\rho\sigma}, \quad (2.5)$$

$\varepsilon_{\nu\mu\rho\sigma}$ being the usual permutation symbol and

$$s^2 = \frac{1}{2} s^{\mu\nu} s_{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

where the scalar s is proportional to the proper density of vortices and $u^\mu(L)$, $v^\mu(L)$ are respectively the unit 4-velocity of the vortices and the unit 4-vector pointing along the direction of the vortex. The second term on the right hand side of Eq.(2.2) represents the force exerted by the vortex on the fictitious particles (q, m).

Using the fact that $u^\mu \nabla_\nu u_\mu = 0$, Eq.(2.2) may be exhibited in the form (2.1). According to London the transition from the nonviscous liquid to the superconductor is performed by replacing (2.1) by the following six equations

$$\frac{mc^2}{q} \partial_{[\mu} u_{\nu]} + F_{\mu\nu} = s_{\mu\nu}. \quad (2.7)$$

Introducing the generalized 4-momentum of the "superelectron"

$$P_\mu = mcu_\mu + \frac{q}{c} A_\mu. \quad (2.8)$$

Eq.(2.2) takes the form:

$$\eta^{\nu\mu\rho\sigma} \nabla_{[\rho} P_{\sigma]} = -\frac{2q}{c} s D^{\mu\nu}. \quad (2.9)$$

These equations may be regarded as the generalization of the covariant London equations for a type II superconductor [2].

3. Anholonomic formulation. Let us assume that in the domain of space-time occupied by the superconductor we have a field of tetrads of mutually orthogonal unit vectors $\bar{e}_{\underline{\alpha}}$, where $\bar{e}_{\underline{0}}$ timelike and future-pointing and $\bar{e}_{\underline{i}}$ spacelike. The conditions of orthonormality may be written [3]

$$e_{\underline{\alpha}}^\sigma e_{\underline{\beta}\sigma} = \eta_{\underline{\alpha}\underline{\beta}}, \quad (3.1)$$

where

$$\eta_{\underline{\alpha}\underline{\beta}} = \eta^{\underline{\alpha}\underline{\beta}} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1)$$

satisfies

$$\eta^{\underline{\mu}\underline{\nu}} \eta_{\underline{\alpha}\underline{\beta}} = \delta_{\underline{\alpha}}^{\underline{\mu}}. \quad (3.2)$$

The tetrad or Lorentz indices being raised or lowered by means of the η matrix, this permits to define the reciprocal system

$$e^{\underline{\alpha}\sigma} = \eta^{\underline{\alpha}\underline{\beta}} e_{\underline{\beta}}^\sigma, \quad e_{\underline{\sigma}}^{\underline{\alpha}} = \eta^{\underline{\alpha}\underline{\beta}} e_{\underline{\beta}\sigma} \quad (3.3a)$$

with

$$e_{\underline{\alpha}}^\sigma e_{\underline{\sigma}}^{\underline{\beta}} = \delta_{\underline{\alpha}}^{\underline{\beta}}, \quad e_{\underline{\sigma}}^\sigma e_{\underline{\alpha}}^\sigma = \delta_{\underline{\alpha}}^\sigma. \quad (3.3b)$$

Any tensor $F^{\mu\nu}$ or vector A^μ defined at a given point may be resolved into its invariant components along the vectors $e_{\underline{\alpha}}^\sigma$

$$F^{\mu\nu} = e_{\underline{\alpha}}^\mu e_{\underline{\beta}}^\nu F^{\underline{\alpha}\underline{\beta}}, \quad A^\mu = e_{\underline{\alpha}}^\mu A^{\underline{\alpha}} \quad (3.4a)$$

from which it follows

$$F^{\underline{\alpha}\underline{\beta}} = e_{\underline{\mu}}^{\underline{\alpha}} e_{\underline{\nu}}^{\underline{\beta}} F^{\mu\nu}, \quad A^{\underline{\alpha}} = e_{\underline{\mu}}^{\underline{\alpha}} A^\mu. \quad (3.4b)$$

The invariants $F^{\underline{\alpha}\underline{\beta}}$, $A^{\underline{\alpha}}$ are the physical components of the corresponding tensor and vector fields for the observer with 4-velocity $e_{\underline{0}}^\sigma$ using the

reference frame defined by the orthonormal triad $\{e_i^\sigma\}$.

Using (3.3) and (3.4) the anholonomic form of London's equations (2.7) with respect to an orthonormal tetrad (OT) $\{\bar{e}_\alpha\}$ may be exhibited in the form

$$mc\left(\partial_\mu u_\nu - \partial_\nu u_\mu - u_\alpha C_{\nu\mu}^\alpha\right) + \frac{q}{c} F_{\mu\nu} = \frac{q}{c} S_{\mu\nu} \quad (3.5)$$

with

$$C_{\nu\mu}^\alpha = e_\nu^\alpha e_\mu^\beta \partial_{[\alpha} e_{\beta]}^\sigma. \quad (3.6)$$

This geometrical object is called by Schouten the object of anholonomy [5]. The tetrad components $F^{\mu\nu}$ of the electromagnetic field tensor are connected to the components A_μ of the 4-potential by a relation, which differs from the corresponding holonomic relation in special relativity by the presence of a correction term with C

$$F^{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - C_{\nu\mu}^\alpha A_\alpha. \quad (3.7)$$

The information on the gravitational fields is conveyed by the components of C . Introducing the operator of covariant derivation with respect to the OT $\{\bar{e}_\alpha\}$, Eq. (3.5) read

$$mc \nabla_{[\mu} u_{\nu]} + \frac{q}{c} F_{\mu\nu} = \frac{q}{c} S_{\mu\nu}, \quad (3.8)$$

where

$$\nabla_\mu u_\nu = \partial_\mu u_\nu - \Gamma_{\nu\mu}^\alpha u_\alpha. \quad (3.9)$$

The $\Gamma_{\nu\mu}^\alpha$ are the so-called Ricci rotation coefficients and

$$C_{\nu\mu}^\alpha = \Gamma_{\nu\mu}^\alpha - \Gamma_{\mu\nu}^\alpha. \quad (3.10)$$

Once the C 's are known, the Γ 's obtained with the aid of the formula

$$\Gamma_{\beta\lambda}^\alpha = \frac{1}{2} \left(C_{\beta\lambda}^\alpha - \eta^{\alpha\sigma} \eta_{\beta\rho} C_{\alpha\lambda}^\rho - \eta^{\alpha\sigma} \eta_{\lambda\rho} C_{\alpha\beta}^\rho \right). \quad (3.11)$$

We shall now use Eq.(3.5) to investigate the electromagnetic fields generate by vortices and gravitational field in a type II superconductor. We assume a stationary universe with metric of the form

$$dS^2 = g_{ij} dx^i dx^j + g_{00} (dx^0)^2, \quad (3.12)$$

where the g 's are independent of the time coordinates x^0 . In this universe we have a type II superconductor with world lines of the normal part along the x^0 -lines: consequently

$$w'(n) = 0, \quad g_{00} (w^0(n))^2 = 1, \quad W^0(n) = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}}. \quad (3.13)$$

For our purpose, the most suitable OT is one adapted to the stationary character of space time, the component \bar{e}_0 pointing along the timelike Killing vector ξ , this choice is equivalent to identify \bar{e}_0 with the unit 4-velocity \bar{w} of the normal part. With respect to the adapted system of local coordinate $\{x^\alpha\}$ the components of the vector ξ and its square satisfy

$$\xi^0 = 1, \quad \xi^i = 0, \quad \xi^2 = g_{\alpha\beta} \xi^\alpha \xi^\beta = g_{00} > 0, \quad \left(\xi = \sqrt{\xi^2} > 0 \right). \quad (3.14)$$

Such a tetrad field has been obtained in ref. [6]. The OT \bar{e}_α and natural frame \bar{e}_a are related by the formulae

$$\bar{e}_0 = \frac{1}{\xi} \bar{e}_0, \quad \bar{e}_0 = \xi \bar{e}_0, \quad \bar{e}_i = -\varphi_i \bar{e}_0 + e_i^j \bar{e}_j, \quad \bar{e}_i = \xi \varphi_i \bar{e}_0 + e_i^j \bar{e}_j, \quad (3.15)$$

where φ_λ and φ_i are respectively defined by

$$\varphi_\lambda = \frac{\xi_\lambda}{\xi^2} = \frac{g_{0\lambda}}{\xi^2} (\varphi_0 = 1), \quad \varphi_i = e_i^j \varphi_j. \quad (3.16)$$

The components $C_{\mu\nu}^\alpha$ with respect to the OT $\{\bar{e}_\alpha\}$ as given by (3.15) may be obtained by performing the calculation indicated by (3.6). The components of C may be expressed in terms of the corresponding component of the object \hat{C} defined on the 3-space with quadratic form

$$d\hat{S}^2 = \hat{g}_{ik} dx^i dx^k, \quad \hat{g}_{ik} = g_{ik} - \frac{g_{0i} g_{0k}}{g_{00}} \quad (3.17)$$

corresponding to the spatial part of the square interval (3.12). The results are [1,6]

$$C_{jk}^i = e_j^m e_k^l \delta_{[m} e_{l]}^i \equiv \hat{C}_{jk}^i, \quad C_{j0}^i = 0, \quad C_{i0}^0 = \frac{\partial_i \xi}{\xi}, \quad C_{ij}^0 = \xi \hat{\nabla}_{[i} \varphi_{j]}, \quad (3.18)$$

where $\hat{\nabla}_i$ is the operator of covariant derivative related to the metric tensor \hat{g}_{ij} .

Let us consider the immediate consequences of the above anholonomic formulation. The substitutions $(\mu = 0, \nu = i)$ and $(\mu = i, \nu = j)$ in Eq. (3.5) give respectively

$$mc \partial_{[0} u_{j]} + \frac{q}{c} F_{0j} - mc u_0 C_{i0}^0 - \frac{q}{c} s_{0j} = 0, \quad (3.19)$$

$$mc \partial_{[i} u_{j]} + \frac{q}{c} F_{ij} - mc (u_0 C_{ji}^0 - u_k C_{ji}^k) - \frac{q}{c} s_{ij} = 0. \quad (3.20)$$

We recall that the components $u^i = e_i^\alpha (dx^\alpha/dS)$ are the space components of the 4-velocity u^α of the superparticle in the direction of the spatial component e_i^μ of the OT $\{\bar{e}_\alpha\}$ as measured by an observer with 4-velocity $e_0^\mu = w^\mu(n)$, i.e. at rest with respect to the normal part and dS is the element of proper time measured by an observer moving with the superparticle. The component $u_0 = u^0 = e_\alpha^0 (dx^\alpha/dS)$ may be expressed in the form

$u^0 = (ds_n/ds)$, where ds_n is the element of proper time as measured by an observer at the rest with respect to the normal part.

Since there is no current inside a superconductor at rest, i.e. when $w^\alpha(n)$ satisfies condition (3.13), the space components u^i of the physical velocity u^α of the superparticle must be set equal zero. Introducing the physical electric and magnetic fields as measured by an observer with 4-velocity $e_0^\alpha = w^\alpha(n)$ with the aid of the invariants

$$E_i = F_{0i} = -F^{0i}, \quad H_k = \frac{1}{2} \varepsilon_{kij} F_{ij}. \quad (3.21)$$

Using (3.21) and (3.18), Eqs. (3.19) and (3.20) may be exhibited in the form:

$$E_i = \frac{mc^2}{q} \frac{1}{\xi} \partial_i \xi + \frac{1}{2} s \varepsilon_{0ijk} D^{jk}, \quad D^{jk} = -u^j(L)v^k(L) + u^k v^j(L), \quad (3.22)$$

$$\varepsilon_{kij} H_k = \frac{mc^2}{q} \xi \dot{\nabla}[\varphi_j] - s \varepsilon_{0ijk} D^{0k}. \quad (3.23)$$

If \bar{e}_3 points along the axis of symmetry of the problem under consideration, the magnetic field is directed along \bar{e}_2 and $v(L) = \bar{e}_2$. Then according to (3.22) and (3.23) we have the following expression for the electric and magnetic fields generated inside the superconductor

$$H_3 = \frac{mc^2}{q} \dot{\nabla}[\varphi_2] + u^0(L)s, \quad u^0(L) = \frac{ds_n}{dS}, \quad (3.24)$$

$$E_i = \frac{mc^2}{q} \frac{\partial_i \xi}{\xi} - s \varepsilon_{ij3} u^j. \quad (3.25)$$

Eqs.(3.24) and (3.25) show that both the inhomogeneous gravitational field and the vortices do contribute to the generation of an electromagnetic field inside a type II superconductor in a stationary universe.

4. Newtonian approach. In this section adopting London's approximation we derive the basic equations of type II superconductor [4]. We consider free particles of charge q ($q < 0$) and mass m , moving without friction. Assuming that the charged particles form a nonviscous fluid with velocity field $v(x, y, z, t)$, besides the action of the electromagnetic field we have to take into account the reaction of the Magnus force on the particle. In this case, as it is customary in hydrodynamics the nonrelativistic Newtonian equations of motion may be written in the following form

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v} \bar{\nabla}) \bar{v} = \frac{q}{m} \left(\bar{E} + \frac{\bar{v} \times \bar{B}}{c} \right) - \frac{q \Phi_0}{mc} n(L) \bar{v} \times \bar{x} + \frac{q \Phi_0 n(L)}{mc} \bar{v}(L) \times \bar{x}, \quad (4.1)$$

where Φ_0 is the vortex magnetic flux, \bar{v} the velocity of the particle (q, m) and $n(L), \bar{v}(L)$ are respectively the number density and velocity of vortices.

\bar{x} is the unit vector along vortex direction. Using the well known vector formula

$$(\bar{v}\bar{\nabla})\bar{v} = \bar{\nabla}\frac{v^2}{2} - \bar{v} \times (\bar{\nabla} \times \bar{v}),$$

the equations of motion for the velocity field in the presence of vortices are

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\nabla} \left(\frac{v^2}{2} \right) - \frac{q\Phi_0}{mc} n(L)\bar{v} \times \bar{x} - \frac{q}{m} \bar{E} = \bar{v} \times \left(\bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q\bar{B}}{mc} - \frac{q\Phi_0}{mc} n(L)\bar{x} \right). \quad (4.2)$$

By taking the curl of both sides and using the conservation law of vortices

$$\frac{\partial n(L)}{\partial t} + \bar{\nabla}(n(L)\bar{v}(L)) = 0 \quad (4.3)$$

and Maxwell's equation

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (4.4)$$

we obtain

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} = \bar{\nabla} \times (\bar{v} \times \bar{w}), \quad (4.5)$$

where

$$\bar{w} = \bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q\bar{B}}{mc} - \frac{q\Phi_0}{mc} n(L)\bar{x}. \quad (4.6)$$

The quantity \bar{w} as defined in (4.6) differs from the corresponding \bar{w} introduced by London [4] by a correction term due to the magnetic field of vortices. An important consequence of Eq. (4.5) is the following property: if at $t=0$ the initial state is $\bar{w} = 0$, it follows that $\bar{w} = 0$ for all values of t , accordingly we have

$$\bar{w} = \bar{\nabla} \times \bar{v} + \frac{q\bar{B}}{mc} - \frac{q\Phi_0}{mc} n(L)\bar{x} = 0. \quad (4.7)$$

Substitution of Eq.(4.7) in Eq. (4.2) gives

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{\nabla} \left(\frac{v^2}{2} \right) - \frac{q}{m} \bar{E} - \frac{q\Phi_0}{mc} n(L)\bar{v}(L)\bar{x} = 0. \quad (4.8)$$

Following London the particular solutions (4.7) and (4.8) account for the Meisner effect and may be regarded as the basic equations for type II superconductors.

Let us now suppose that $\partial \bar{v} / \partial t = 0$ and $\bar{j} = 0$, neglecting the quadratic term in velocity, Eqs.(4.7) and (4.8) yields the expressions for the magnetic and electric fields:

$$\bar{B} = \Phi_0 n(L)\bar{x}, \quad (4.9)$$

$$\vec{E} = -\frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \quad (4.10)$$

As expected, the magnetic field is a pure vortex field whereas the generation of the electric field results from the motion of vortices with respect to the normal part. Let us note that the mechanism at origin of the electric field is the unipolar induction of the magnetic field of vortices. The above Newtonian results are in agreement with the Newtonian approximation of expressions (3.24) and (3.25) valid in stationary universe.

5. *Conclusion.* The basic equations of type II superconductors have been obtained by adopting London's phenomenological approach. The generation of the electromagnetic field in a superconductor at rest in a stationary universe has been investigated using the method of anholonomic frames. The Newtonian formulation of the problem has also been studied. As a concluding remark we shall mention that the expressions for the electric and magnetic fields we have derived may be applied to the investigation of certain aspects of the electrodynamics of pulsars. As it is well known, in the core of neutron stars the magnetic field lines coincide with the vortex lines of the proton "fluid", which is considered as a superconductor. From the obtained expression we see that the electric field generated in the core of a neutron star is proportional the angular velocity Ω_c of the neutron-proton superfluid. This result differs from the well known assertion that the electric field is proportional to the angular velocity Ω_n of the crust, i.e. the normal part. Since in certain situations in the life of a pulsar the inequality $\Omega_c \gg \Omega_n$ is realized the electric field intensity computed from our formula will be larger than the corresponding predictions of Goldreich and Julian [7].

¹ College de'France and Institute d'Astrophysique, Paris, France, e-mail: krikorian@iap.fr

² Department of Physics, Yerevan State University, Armenia, e-mail: dsedrak@www.physdep.r.am

ТЕТРАДНАЯ ФОРМУЛИРОВКА ОСНОВНЫХ
УРАВНЕНИЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВ II РОДА В
ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕР.КРИКОРЯН¹, Д.М.СЕДРАКЯН²

Получены основные уравнения сверхпроводников II рода в феноменологическом приближении Лондона. Генерация электромагнитного поля в покоящемся в стационарной Вселенной сверхпроводнике изучено в рамках метода неголономных систем отсчета. Рассмотрена также ньютоновская формулировка задачи.

Ключевые слова: *сверхпроводники: основные уравнения*

REFERENCES

1. *R.A.Krikorian*, Nuovo Cimento, 2007 (to appear).
2. *D.M.Sedrakian, R.A.Krikorian*, Astrophysics, 50, 381, 2007.
3. *J.L.Synge*, Relativity. The General Theory, North Holland, Amsterdam, 1960.
4. *T.London*, Superfluids, Dover N.Y. 1960.
5. *J.A.Schouten*, Ricci Calculus, Springer Verlag, Berlin 1954; Tensor Analysis for Physicists, 2nd edition, Oxford Clarendon Press, 1954, subsequent reprint by Dover, 1989.
6. *A.Lichnerovicz*, Théories Relativistes de la gravitation et de l'electromagnetisme. Masson, Paris, 1955.
7. *P.Goldreich, N.H.Julian*, Astrophys. J., 157, 869, 1969.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ: АНАЛИТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЯ

Д.И.НАГИРНЕР, С.Л.КИРУШЕВА

Поступила 26 октября 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

С целью выбора численного метода решения нестационарных уравнений переноса излучения получено точное решение задачи о нестационарном поле излучения в одномерной бесконечной среде с монохроматическим изотропным рассеянием при произвольном распределении источников и произвольной зависимости их мощности от времени. Наилучшим методом оказался метод Лакса-Вендрофа. Вследствие принятого условия, что задержка излучения происходит из-за конечности скорости света, при применении численного метода возникает трудность, заключающаяся в том, что область изменения переменных (координаты τ и времени t) имеет треугольную форму (неравенство $\tau \leq t$). Трудность преодолена разложением искомым функций при малых значениях времени и координаты в ряды. Сравнением численного решения с точным для случая точечного источника с определенной временной зависимостью его мощности и чистого рассеяния сделаны оценки необходимой величины шагов по переменным для достижения желаемой точности. Численный метод предполагается применить для расчета интенсивности и поляризации излучения источников в ранней Вселенной в эпохи, близкие к эпохе рекомбинации.

Ключевые слова: *рассеяние излучения; нестационарное*

1. *Введение.* В этой работе даны аналитическое и численное решения простой задачи о нестационарном монохроматическом рассеянии излучения в так называемой одномерной среде.

Идеализированная среда называется одномерной, если при рассеянии в ней фотон может либо сохранить направление своего движения, либо изменить его на противоположное (рассеяние вперед-назад), так что он распространяется вдоль одной прямой. Предположение об одномерности среды равносильно допущению, что рассеяние происходит с индикатрисой, равной сумме игольчатых (дельтаобразных) индикатрис. Рассеяние в такой постановке рассматривалось в начале развития теории переноса [1-6]. Описание рассеяния в обычной (трехмерной) среде приближенно сводится к уравнениям переноса в одномерной среде [1].

Здесь рассматриваем задачу о распространении излучения в одномерной среде с неизменными оптическими свойствами. Считается, что рассеяние изотропное монохроматическое и, как это обычно принимается для монохроматического рассеяния, задержка фотонов по времени происходит за счет времени, проводимого ими в пути, а акт рассеяния

совершается мгновенно. Источники первичного излучения могут быть неизотропными, распределенными в среде произвольным образом, и произвольно зависеть от времени.

Поскольку среда стационарна, можно ввести оптическое расстояние τ , отсчитываемое от некоторой точки в единицах длины среднего свободного пробега фотонов. Ограничимся рассмотрением рассеяния в бесконечной среде, в которой оптическое расстояние τ изменяется от $-\infty$ до ∞ . Время t также измеряем в средних временах свободного пробега. Источники могут действовать, начиная с $t = -\infty$, когда поле излучения отсутствует. Решение такой задачи получено в явной аналитической форме.

Основное внимание уделяется точечному источнику с определенной зависимостью мощности его излучения от времени. Наличие точного решения позволило выбрать численный метод решения уравнений, подобных описывающим рассеяние в одномерной среде. Численный метод предполагается применить в отдельной статье для расчета эволюции интенсивности и поляризации излучения источников в ранней Вселенной в эпохи, близкие к эпохе рекомбинации (см., например, [7] или [8]).

2. *Основные уравнения.* Обозначим интенсивности излучения, идущего в стороны возрастания и убывания оптических глубин, соответственно через $I_+(t, \tau)$ и $I_-(t, \tau)$. Тогда два уравнения, описывающие эволюцию поля излучения, запишутся в виде

$$\dot{I}_{\pm}(t, \tau) \pm I'_{\pm}(t, \tau) = -I_{\pm}(t, \tau) + B_{\pm}(t, \tau). \quad (1)$$

Здесь производная по времени отмечается точкой, а по оптическому расстоянию - штрихом. Две функции источников, как и всегда, состоят из двух частей, а именно, из части, характеризующей мощность первичного излучения, и слагаемого, описывающего рассеяние:

$$B_{\pm}(t, \tau) = g_{\pm}(t, \tau) + \lambda J_c(t, \tau),$$

где λ - вероятность выживания фотона при каждом рассеянии. Здесь же введена средняя интенсивность $J_c(t, \tau)$. Введем сразу и поток излучения:

$$J_c(t, \tau) = \frac{I_+(t, \tau) + I_-(t, \tau)}{2}, \quad \mathcal{H}_c(t, \tau) = \frac{I_+(t, \tau) - I_-(t, \tau)}{2}.$$

Сложение и вычитание уравнений (1) приводит к уравнениям для средней интенсивности и потока:

$$\begin{aligned} \dot{J}_c(t, \tau) + \mathcal{H}'_c(t, \tau) + (1 - \lambda)J_c(t, \tau) &= f_J(t, \tau), \\ \dot{\mathcal{H}}_c(t, \tau) + J'_c(t, \tau) + \mathcal{H}_c(t, \tau) &= f_H(t, \tau), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$f_J(t, \tau) = \frac{g_+(t, \tau) + g_-(t, \tau)}{2}, \quad f_H(t, \tau) = \frac{g_+(t, \tau) - g_-(t, \tau)}{2}.$$

3. *Преобразования Лапласа.* Действенным средством решения нестационарных задач является применение преобразования Лапласа по времени. Результат преобразования будем отмечать тильдой над преобразуемой функцией:

$$\tilde{J}(\tau, s) = \int_{-\infty}^{\infty} J_c(t, \tau) e^{-s t} dt, \quad \tilde{H}(\tau, s) = \int_{-\infty}^{\infty} H_c(t, \tau) e^{-s t} dt.$$

Применение преобразования к уравнениям (2) при нулевых начальных (при $t = -\infty$) условиях дает

$$\tilde{H}'(\tau, s) = -(s+1-\lambda)\tilde{J}(\tau, s) + \tilde{f}_J(\tau, s), \quad \tilde{J}'(\tau, s) = -(s+1)\tilde{H}(\tau, s) + \tilde{f}_H(\tau, s). \quad (3)$$

Решение уравнений (3) находим, считая параметр преобразования s вещественным и неотрицательным. Найдя общее решение однородного и частное решение неоднородного уравнений, и приняв во внимание, что решения должны оставаться конечными при $\tau \rightarrow \pm\infty$, получим

$$\begin{aligned} \tilde{J}(\tau, s) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-k|\tau-\tau'|} \left[\frac{s+1}{k} \tilde{f}_J(\tau', s) + \tilde{f}_H(\tau', s) \operatorname{sgn}(\tau-\tau') \right] d\tau', \\ \tilde{H}(\tau, s) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-k|\tau-\tau'|} \left[\tilde{f}_J(\tau', s) \operatorname{sgn}(\tau-\tau') + \frac{k}{s+1} \tilde{f}_H(\tau', s) \right] d\tau'. \end{aligned}$$

Здесь положительный корень $k = \sqrt{(s+1)(s+1-\lambda)}$.

4. *Обращение преобразований.* Для обращения преобразований Лапласа воспользуемся формулами 4.17 (5)-(9) из справочника [9]. Выделив сингулярные слагаемые, возникающие при обращении частей преобразований, которые при $s \rightarrow \infty$ ведут себя как $e^{-(s+1-\lambda/2)|\tau-\tau'|}$, запишем результат обращения в виде

$$\begin{aligned} J_c(t, \tau) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' e^{-(1-\lambda/2)|\tau-\tau'|} [f_J(t-|\tau-\tau'|, \tau') + f_H(t-|\tau-\tau'|, \tau') \operatorname{sgn}(\tau-\tau')] + \\ &+ \frac{\lambda}{4} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' \int_{-\infty}^{t-|\tau-\tau'|} dt' e^{-(1-\lambda)(t-t')} [G_{JJ}(\lambda(t-t'), \lambda(\tau-\tau')) f_J(t', \tau') + G_{JH}(\lambda(t-t'), \lambda(\tau-\tau')) f_H(t', \tau')], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} H_c(t, \tau) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' e^{-(1-\lambda/2)|\tau-\tau'|} [f_J(t-|\tau-\tau'|, \tau') \operatorname{sgn}(\tau-\tau') + f_H(t-|\tau-\tau'|, \tau')] + \\ &+ \frac{\lambda}{4} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' \int_{-\infty}^{t-|\tau-\tau'|} dt' e^{-(1-\lambda)(t-t')} [G_{HH}(\lambda(t-t'), \lambda(\tau-\tau')) f_J(t', \tau') + G_{HH}(\lambda(t-t'), \lambda(\tau-\tau')) f_H(t', \tau')]. \end{aligned} \quad (5)$$

Функции Грина, через которые выражаются решения, задаются формулами

$$G_{JJ}(t, \tau) = e^{-t/2} \left[\frac{t}{\omega} I_1\left(\frac{\omega}{2}\right) + I_0\left(\frac{\omega}{2}\right) \right], \quad (6)$$

$$G_{\text{HH}}(t, \tau) = e^{-t/2} \left[\frac{t}{\omega} I_1 \left(\frac{\omega}{2} \right) - I_0 \left(\frac{\omega}{2} \right) \right],$$

$$G_{\text{JH}}(t, \tau) = G_{\text{HJ}}(\tau, t) = e^{-t/2} \frac{\tau}{\omega} I_1 \left(\frac{\omega}{2} \right). \quad (7)$$

В этих формулах $I_n(z)$ - функции Бесселя мнимого аргумента, а $\omega = \sqrt{t^2 - \tau^2}$. Функции Грина имеют смысл при $t \geq |\tau|$, что определяет верхние пределы интегрирования в формулах (4)-(5). Значения функций на границе области их определения при $t = |\tau|$

$$G_{\text{JJ}}(|\tau|, \tau) = e^{-|\tau|/2} \left[\frac{|\tau|}{4} + 1 \right], \quad G_{\text{HH}}(|\tau|, \tau) = e^{-|\tau|/2} \left[\frac{|\tau|}{4} - 1 \right], \quad G_{\text{JH}}(|\tau|, \tau) = e^{-|\tau|/2} \frac{\tau}{4}. \quad (8)$$

Непосредственной подстановкой можно проверить, что функции (6)-(7) удовлетворяют однородным уравнениям

$$\dot{G}_{\text{JJ}} + G'_{\text{HJ}} = 0, \quad \dot{G}_{\text{JH}} + G'_{\text{HH}} = 0, \quad G_{\text{HH}} + \dot{G}_{\text{HH}} + G'_{\text{HJ}} = 0, \quad G_{\text{JH}} + \dot{G}_{\text{JH}} + G'_{\text{JJ}} = 0,$$

с помощью которых можно убедиться, что формулы (4)-(5) действительно определяют решения уравнений (2).

Выражение (6) было получено И.Н.Мининым [4].

5. Точечный источник. Рассмотрим важный частный случай, когда нестационарный изотропный точечный источник действует при $t \geq 0$. Ему отвечают функции

$$f_{\text{J}}(t, \tau) = \delta(\tau) \mathcal{L}(t), \quad f_{\text{H}}(t, \tau) = 0,$$

где функция $\mathcal{L}(t)$ характеризует изменение мощности источника со временем. Будем считать ее непрерывной и достаточно быстро убывающей, так что эффективное время действия источника t конечно. Соответствующие средняя интенсивность и поток представляются однократными интегралами. При $t \geq |\tau|$

$$J_c(t, \tau) = \frac{1}{2} e^{-(1-\lambda/2)|\tau|} \mathcal{L}(t-|\tau|) + J_1(t, \tau),$$

$$H_c(t, \tau) = \frac{1}{2} e^{-(1-\lambda/2)|\tau|} \mathcal{L}(t-|\tau|) \text{sgn}(\tau) + H_1(t, \tau), \quad (9)$$

где интегральные слагаемые

$$J_1(t, \tau) = \frac{\lambda}{4} \int_0^{t-|\tau|} dt' e^{-(1-\lambda)(t-t')} G_{\text{JJ}}(\lambda(t-t'), \lambda\tau) \mathcal{L}(t'),$$

$$H_1(t, \tau) = \frac{\lambda}{4} \int_0^{t-|\tau|} dt' e^{-(1-\lambda)(t-t')} G_{\text{HJ}}(\lambda(t-t'), \lambda\tau) \mathcal{L}(t'). \quad (10)$$

Средняя интенсивность при всех τ и $t > |\tau|$ непрерывна. При $\tau = 0$ и $\mathcal{L}(t) > 0$, т.е. в месте расположения точечного источника и во время

его действия поток терпит разрыв: $\mathcal{H}(+0, t) - \mathcal{H}(-0, t) = \mathcal{L}(t)$. В точках $\tau = \pm t$, в которых свечение только начинается, полученные решения имеют следующие граничные значения:

$$\mathcal{J}(|\tau|, \tau) = \frac{1}{2} e^{-(1-\lambda/2)|\tau|} \mathcal{L}(0), \quad \mathcal{H}(|\tau|, \tau) = \mathcal{J}(|\tau|, \tau) \operatorname{sgn}(\tau). \quad (11)$$

Нетрудно определить поведение решений на больших временах по сравнению со временем действия источника и с расстоянием от него, т.е. при $t \gg t_0$ и $t \gg \tau$. Будем считать малыми отношения t_0/t и τ/t , но отношение $t_0 = \tau^2/t$ полагаем порядка единицы (t_0/t мало). При $\lambda = 1$

$$J_i(t, \tau) \sim \frac{e^{-t_0/4}}{2\sqrt{\pi \cdot t}} \left\{ \mathcal{L}_0 - \left[\mathcal{L}_1 \left(\frac{t_0}{4} - \frac{1}{2} \right) + \mathcal{L}_0 \left(\frac{t_0^2}{16} - \frac{t_0}{2} + \frac{1}{4} \right) \right] \frac{1}{t} + \left[\mathcal{L}_2 \left(\frac{t_0^2}{32} - \frac{3t_0}{8} + \frac{3}{8} \right) + \mathcal{L}_1 \left(\frac{t_0^3}{64} - \frac{11}{32} t_0^2 + \frac{21}{16} t_0 - \frac{3}{8} \right) + \mathcal{L}_0 \left(\frac{t_0^4}{512} - \frac{t_0^3}{16} + \frac{27}{64} t_0^2 - \frac{3}{8} t_0 - \frac{3}{32} \right) \right] \frac{1}{t^2} \right\}, \quad (12)$$

$$H_i(t, \tau) \sim \frac{e^{-t_0/4}}{2\sqrt{\pi \cdot t}} \frac{\tau}{t} \left\{ \mathcal{L}_0 - \left[\mathcal{L}_1 \left(\frac{t_0}{4} - \frac{3}{2} \right) + \mathcal{L}_0 \left(\frac{t_0^2}{16} - \frac{3}{4} t_0 + \frac{3}{4} \right) \right] \frac{1}{t} + \left[\mathcal{L}_2 \left(\frac{t_0^2}{32} - \frac{5t_0}{8} + \frac{15}{8} \right) + \mathcal{L}_1 \left(\frac{t_0^3}{64} - \frac{15}{32} t_0^2 + \frac{45}{16} t_0 - \frac{15}{8} \right) + \mathcal{L}_0 \left(\frac{t_0^4}{512} - \frac{5}{64} t_0^3 + \frac{45}{64} t_0^2 - \frac{15}{16} t_0 - \frac{15}{32} \right) \right] \frac{1}{t^2} \right\}.$$

В этих равенствах моменты мощности источника

$$\mathcal{L}_n = \int_0^{\infty} \mathcal{L}(t) t^n dt, \quad (13)$$

которые предполагаются конечными.

Главные слагаемые асимптотик представляют решения уравнения диффузии, причем выполняется диффузионное соотношение между средней интенсивностью и потоком: $H(t, \tau) = -J'(t, \tau)$. Поток убывает со временем существенно быстрее средней интенсивности.

6. *Прямое и рассеянное излучение.* Решения уравнений (2) при $\lambda = 0$ представляют излучение, идущее непосредственно от источника, не испытав ни одного рассеяния. В случае точечного источника эти решения

$$J_s(t, \tau) = \frac{1}{2} e^{-|\tau|} \mathcal{L}(t - |\tau|), \quad H_s(t, \tau) = J_s(t, \tau) \operatorname{sgn}(\tau). \quad (14)$$

Рассеянное (диффузное) излучение характеризуется величинами, обращающимися в нуль при $\lambda = 0$ и равными разностям соответствующих функций (9) и (14), т.е.

$$J_d(t, \tau) = J_s(t, \tau) + J_i(t, \tau), \quad H_d(t, \tau) = J_s(t, \tau) \operatorname{sgn}(\tau) + H_i(t, \tau),$$

где внеинтегральное слагаемое

$$J_s(t, \tau) = \mathcal{A}(\tau) \mathcal{L}(t - |\tau|), \quad \mathcal{A}(\tau) = \frac{1}{2} \left(e^{-(1-\lambda/2)|\tau|} - e^{-|\tau|} \right). \quad (15)$$

Функции $J_d(t, \tau)$ и $\mathcal{H}_d(t, \tau)$ удовлетворяют уравнениям

$$\begin{aligned} \dot{J}_d(t, \tau) + \mathcal{H}'_d(t, \tau) + (1-\lambda)J_d(t, \tau) &= J_s(t, \tau), \\ \dot{\mathcal{H}}_d(t, \tau) + J'_d(t, \tau) + \mathcal{H}_d(t, \tau) &= 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Граничные условия для них аналогичны (11), только вместо одной экспоненты надо взять разность, т.е. заменить множитель при $\mathcal{L}(0)$ на функцию $\mathcal{A}(\tau)$. В месте расположения источника (при $\tau = 0$) средняя интенсивность и поток рассеянного излучения непрерывны, причем

$$J_s(t, 0) = \mathcal{H}_d(t, 0) = 0.$$

Асимптотики функций $J_d(t, \tau)$, $\mathcal{H}_d(t, \tau)$ совпадают с асимптотиками функций $J_i(t, \tau)$ и $H_i(t, \tau)$, так как внеинтегральные слагаемые убывают быстрее интегралов.

Ввиду очевидной четности средней интенсивности и нечетности потока по τ в дальнейшем считаем $\tau \geq 0$, т.е. рассматриваем поле излучения с одной стороны от источника.

7. *Степенные источники.* Рассмотрим один довольно общий вид источников, мощность которых вблизи начала их действия допускает степенное разложение по времени:

$$\mathcal{L}(t) = t^\mu L(t), \quad L(t) = \sum_{l=0}^{\infty} L_l t^l, \quad (17)$$

где $\mu \geq 0$, а $L_0 \neq 0$. Для таких источников оказывается целесообразно ввести новые искомые функции (μ и λ - параметры)

$$J_d(t, \tau) = y^\mu J(t, \tau), \quad \mathcal{H}_d(t, \tau) = y^\mu H(t, \tau), \quad y = t - \tau.$$

Вновь введенные функции определяются уравнениями

$$J + H' + \frac{\mu}{y}(J - H) + (1-\lambda)J = \frac{1}{2} e^{-\tau} L(y), \quad \dot{H} + J' + \frac{\mu}{y}(H - J) + H = 0. \quad (18)$$

Граничные условия для них получаются из (11):

$$J(\tau, \tau) = H(\tau, \tau) = \mathcal{A}(\tau) L_0. \quad (19)$$

Поведение интегральных составляющих вблизи границы $t = \tau$ для степенных источников определяется формулами ($y \ll 1$)

$$\begin{aligned} J_i(\tau + y, \tau) &\sim \frac{y}{4} \left[\frac{L_0 G_{JJ}(\tau, \tau)}{\mu + 1} + \frac{y}{\mu + 2} \left(G_{JJ}(\tau, \tau) L_1 + \frac{L_0 G_{JJ}^{(1)}(\tau)}{\mu + 1} \right) \right], \\ H_i(\tau + y, \tau) &\sim \frac{y}{4} \left[\frac{L_0 G_{HH}(\tau, \tau)}{\mu + 1} + \frac{y}{\mu + 2} \left(G_{HH}(\tau, \tau) L_1 + \frac{L_0 G_{HH}^{(1)}(\tau)}{\mu + 1} \right) \right]. \end{aligned}$$

Здесь значения функций Грина на границе приведены в (8), а

$$G_{JJ}^{(l)}(\tau) = -\frac{1}{4}e^{-\tau/2} \left(1 - \frac{\tau^2}{16}\right), \quad G_{HJ}^{(l)}(\tau) = -\frac{\tau}{8}e^{-\tau/2} \left(1 - \frac{\tau}{16}\right).$$

8. *Разложения при малых t и τ .* Отличительной особенностью задачи является то обстоятельство, что область изменения ее переменных имеет вид бесконечного треугольника, границы которого на плоскости (t, τ) - это исходящие из начала координат лучи $\tau = 0$ и $\tau = t$ при $t \geq 0$. Вблизи вершины этого треугольника весьма трудно произвести дискретизацию переменных, так что применять любой численный метод с самого начала действия источника, когда $t=0$, не представляется возможным (либо сильно затруднено). Поэтому имеет смысл несколько отойти от вершинной точки до какого-нибудь значения времени. Около этой точки переменные принимают малые значения и, если функция $L(t)$ имеет несколько производных при $t=0$, то все функции, включая искомые, раскладываются в окрестности указанной вершины по формуле Тейлора. Если функция $L(t)$ аналитическая, то возможны разложения в степенные ряды. Заметим, что по аргументу τ наши функции не аналитичны, так как зависят от $|\tau|$. Поэтому степенные разложения, которые мы будем получать для $\tau \geq 0$, нельзя распространять на отрицательные значения τ .

Нетрудно заметить, что при степенном источнике, мощность которого определяется формулами (17), в силу линейности уравнений можно разделить составляющие поля излучения, относящиеся к различным степеням разложения функции L и пропорциональные коэффициентам L_l , т.е. разложения средней интенсивности и потока записать в виде

$$J(t, \tau) = \sum_{l=0}^{\infty} y^l L_l J_l(\tau, y), \quad H(t, \tau) = \sum_{l=0}^{\infty} y^l L_l H_l(\tau, y), \quad (20)$$

где $y = t - \tau$.

Подставив формулы (20) в уравнения (18), найдем уравнения для функций, являющихся коэффициентами разложений:

$$J_l + H_l + \frac{\mu + l}{y}(J_l - H_l) + (1 - \lambda)J_l = \frac{\lambda}{2}e^{-\tau}, \quad \dot{H}_l + J_l + \frac{\mu + l}{y}(H_l - J_l) + H_l = 0. \quad (21)$$

Перейдем к переменным τ и y , от которых зависят введенные функции. Тогда новые уравнения примут вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_l}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial y}(J_l - H_l) + \frac{\mu + l}{y}(J_l - H_l) + (1 - \lambda)J_l &= \frac{\lambda}{2}e^{-\tau}, \\ \frac{\partial J_l}{\partial \tau} - \frac{\partial}{\partial y}(J_l - H_l) - \frac{\mu + l}{y}(J_l - H_l) + H_l &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Сложение уравнений приводит к соотношению

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(J_l + H_l) + (1 - \lambda)J_l + H_l = \frac{\lambda}{2}e^{-\tau}. \quad (23)$$

Из уравнений (22) при $y \rightarrow 0$ следует, что $J_l(\tau, 0) = H_l(\tau, 0)$, а в разложениях (20) при этом остаются только нулевые слагаемые $J_0(\tau, 0) = H_0(\tau, 0)$. Переход к такому же пределу в соотношении (23) с учетом этого равенства дает линейное дифференциальное уравнение

$$\frac{dJ_0(\tau, 0)}{d\tau} + \left(1 - \frac{\lambda}{2}\right)J_0(\tau, 0) = \frac{\lambda}{4}e^{-\tau}, \quad (24)$$

которое легко интегрируется. Решение уравнения (24) дает зависящую от τ функцию во внеинтегральном слагаемом (15) в соответствии с граничным условием (19): $J_0(\tau, 0) = \mathcal{A}(\tau)$.

Из уравнений (21) или (22) видно, что показатель μ и номер l входят в них только в сумме. Поэтому целесообразно обозначить $\mu + l + 1 = z$ и считать эту сумму неявным аргументом функций $J_l(\tau, y)$ и $H_l(\tau, y)$. В связи с этим представим разложения этих функций при малых значениях времени и координаты в виде

$$J_l(\tau, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=0}^m J_{m,j}(\tau, \lambda) \tau^{m-j} y^j, \quad H_l(\tau, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{j=0}^m H_{m,j}(\tau, \lambda) \tau^{m-j} y^j, \quad (25)$$

где параметры λ и z указаны в качестве аргументов коэффициентов с двумя индексами. В дальнейшем эти аргументы будем часто опускать.

Совпадение функций при $y = 0$ требует, чтобы было $J_{m,0}(z, \lambda) = H_{m,0}(z, \lambda)$. Равенство нулю потока при $\tau = 0$ приводит к тому, что

$$H_l(0, y) = \sum_{m=0}^{\infty} H_{m,m}(z, \lambda) y^m = 0,$$

так что $H_{m,m}(z, \lambda) = 0$ при всех m .

Подставив разложения (25) в уравнения (22), получим пару рекуррентных соотношений (аргументы z и λ опускаем):

$$\begin{aligned} (m+1-j)H_{m+1,j} + (z+j)(J_{m+1,j+1} - H_{m+1,j+1}) + (1-\lambda)J_{m,j} &= \frac{\lambda}{2} \frac{(-1)^m}{m!} \delta_{j,0}, \\ (m+1-j)J_{m+1,j} - (z+j)(J_{m+1,j+1} - H_{m+1,j+1}) + H_{m,j} &= 0. \end{aligned} \quad (26)$$

Сложение двух равенств дает более простое соотношение, являющееся следствием (24)

$$(m+1-j)(J_{m+1,j} + H_{m+1,j}) + (1-\lambda)J_{m,j} + H_{m,j} = \frac{\lambda}{2} \frac{(-1)^m}{m!} \delta_{j,0}.$$

При $j=0$ получается

$$(m+1)J_{m+1,0} + \left(1 - \frac{\lambda}{2}\right)J_{m,0} = \frac{\lambda}{2} \frac{(-1)^m}{m!}, \quad (27)$$

откуда находим

$$J_{m,0} = H_{m,0} = \frac{1}{2} \frac{(-1)^m}{m!} \left[\left(1 - \frac{\lambda}{2} \right)^m - 1 \right],$$

что представляет собой коэффициент разложения функции $\mathcal{A}(\tau)$.

Подстановка в соотношения (26) $m = 0, j = 0$ дает

$$H_{1,0} + z(J_{1,1} - H_{1,1}) + (1 - \lambda)J_{0,0} = \frac{\lambda}{2},$$

$$J_{1,0} - z(J_{1,1} - H_{1,1}) + H_{0,0} = 0.$$

С учетом того, что $J_{0,0} = H_{0,0} = 0, J_{1,0} = H_{1,0} = \lambda/4, H_{1,1} = 0$, это приводит к значению еще одного коэффициента: $J_{1,1} = \lambda/4 z$.

Вообще при определенном значении m появляется $2(m+2)$ новых коэффициента $J_{m+1,j}$ и $H_{m+1,j}$ где $j=0, 1, \dots, m+1$, но только $2(m+1)$ уравнений. Однако значения $J_{m+1,0} = H_{m+1,0}$ известны, а $H_{m+1,m+1} = 0$, так что одно уравнение оказывается даже излишним. Это уравнение - сумма первой пары уравнений (при $j=0$), т.е. (27), оно было решено при всех m . Процедура решения уравнений при всех m одинакова. Сначала находим разности коэффициентов с одним значением j , а затем их суммы, переходя от меньших j к большим. При этом величина z входит как параметр.

9. Разложения точных решений. Метод получения рекуррентных соотношений для коэффициентов разложений может быть применен к более сложным и общим уравнениям, в том числе с переменными коэффициентами при производных. Его применение предполагается осуществить при расчете полей излучения в расширяющемся космическом пространстве. В рассматриваемом случае возможно получение разложений функций, исходя из их точных формул.

Разлагая последовательно функции Бесселя и экспоненты, входящие в подынтегральные выражения в формулах (10), затем интегрируя по i' и выражая все слагаемые в виде функций τ и u , находим для средней интенсивности коэффициенты разложения при $m \geq 1$ и $1 \leq j \leq m$

$$J_{m,j}(z, \lambda) = \frac{\lambda}{4} \mathcal{B}_j(z) \sum_{k=0}^{[(m-j)/2]} \bar{J}_{m-1,k}(\lambda) \frac{(m-2k-1)!}{(m-2k-j)!}, \quad (28)$$

где квадратные скобки в верхнем пределе суммы означают взятие целой части, а

$$\mathcal{B}_j(z) = \sum_{i=0}^{j-1} \frac{(-1)^i}{i!(j-i-1)!(z+i)}, \quad z = \mu + l + 1.$$

Коэффициент, стоящий под знаком суммы и зависящий от λ ,

определяется формулой

$$\bar{J}_{m,k}(\lambda) = \frac{(-1)^{k+m}}{k!} \sum_{n=k}^{[m/2]} \frac{\lambda^{2n} \lambda_1^{m-2n}}{2^{4n} n! (n-k)! (m-2n)!} \left(1 - \frac{\lambda}{4\lambda_1} \frac{m-2n}{n+1} \right), \quad (29)$$

где $\lambda_1 = 1 - \lambda/2$.

Коэффициенты в разложении потока получаются аналогичными ($m \geq 1, 1 \leq j \leq m$):

$$\begin{aligned} H_{m+1}(z, \lambda) &= \frac{\lambda^2}{16} \mathcal{B}_1(z) \sum_{k=0}^{[(m-1)/2]} \bar{H}_{m-1,k}(\lambda) \frac{(m-2k-1)!}{(m-2k-j)!}, \\ \bar{H}_{m,k}(\lambda) &= \frac{(-1)^{k+m}}{k!} \sum_{n=k}^{[m/2]} \frac{\lambda^{2n} \lambda_1^{m-2n}}{2^{4n} (n+1)! (n-k)! (m-2n)!}. \end{aligned} \quad (30)$$

Коэффициенты, найденные по точным формулам и из рекуррентных соотношений (26), совпадают.

10. Колоколообразные источники. Рассмотрим для примера конкретную зависимость мощности источников от времени, а именно источники, действующие конечное время t_s , поставляющие полную энергию, равную 1, и плавно выключающиеся. Для таких источников можно взять временные профили в виде

$$L(t) = c_\mu \frac{t_s^{1-\mu}}{t^2} \left[1 - \cos \left(2\pi \frac{t}{t_s} \right) \right] = 2c_\mu \frac{t_s^{1-\mu}}{t^2} \sin^2 \left(\pi \frac{t}{t_s} \right), \quad 0 \leq t \leq t_s, \quad \mu \geq 0, \quad (31)$$

где c_μ - нормирующий коэффициент.

Ввиду конечности времени действия источника в интегралах (10), нужно верхний предел считать равным $\min(t - |\tau|, t_s)$. Все остальные формулы справедливы без изменения. В частности, разложения для колоколообразного источника получаются, если принять во внимание разложение функции (31), у которого отличны от нуля только четные коэффициенты:

$$L_{2l} = 2f_\mu \frac{(-1)^l}{(2l+2)!} \left(\frac{2\pi}{t_s} \right)^{2l}, \quad L_{2l+1} = 0, \quad L_0 = L(0) = f_\mu = 2\pi^2 \frac{c_\mu}{t_s^{1+\mu}}.$$

Моменты мощности представляются рядами

Таблица 1

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ АСИМПТОТИК ПРИ $t = 20$

τ	$J(t, \tau)$	$J_{as}(t, \tau)$	$\mathcal{H}(t, \tau)$	$H_{as}(t, \tau)$
0	0.062695	0.062687	0.0000000	0.0000000
5	0.046926	0.046928	0.0058817	0.0058821
10	0.018610	0.018589	0.0049194	0.0049089
14	0.048386	0.048526	0.0019490	0.0019418
18	0.004726	0.005010	0.0002925	0.0003137

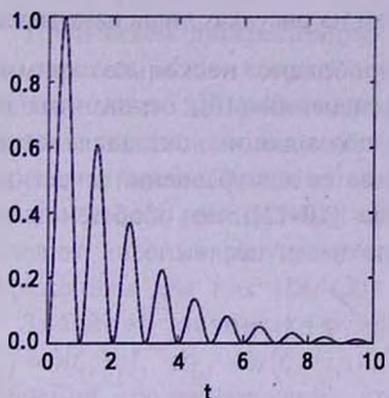


Рис.1. Внеинтегральное слагаемое в формуле (9) в зависимости от t при $t_2=1, \mu=2, \lambda=1$ и $\tau=0$ (1) 9.

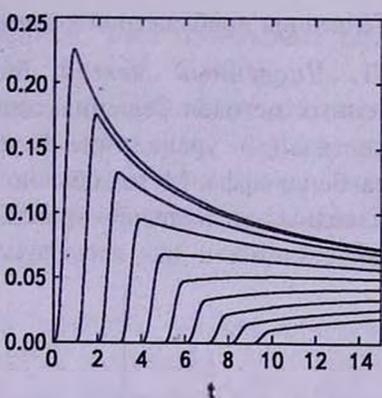


Рис.2. Интегральное слагаемое $J_1(t, \tau)$ в формуле (10) в зависимости от t при $t_2=1, \mu=2, \lambda=1$ и $\tau=0$ (1) 9.

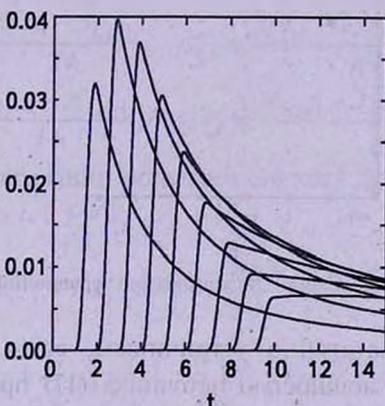


Рис.3. Интегральное слагаемое $H_1(t, \tau)$ в формуле (10) в зависимости от t при $t_2=1, \mu=2, \lambda=1$ и $\tau=0$ (1) 9.

$$L_n = 4\pi^2 c_\mu \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l (2\pi)^{2l}}{(2l+2)! 2l+1+\mu+n}.$$

Нормировочный коэффициент определяется условием $L_0 = 1$. В частности, $c_0 = 0.11223, c_1 = 0.41023, c_2 = 1, c_3 = 2$.

В табл.1 приведены для сравнения асимптотические (формулы(12)) и численно точные значения этих величин при $t=20$ и ряда значений τ . Естественно, что с ростом τ точность ухудшается.

На рис.1-3 приведены отдельно графики внеинтегральной части средней интенсивности и потока при $\tau \geq 0$ и входящих в выражения этих величин интегралов при $\lambda=1, \mu=2$ и $t_2=1$ в зависимости от времени для нескольких значений τ . Кривые соответствуют тем значениям τ , с которых они начинаются на оси абсцисс.

Тенденция приближения к асимптотикам на рисунках лишь намечается.

11. *Численный метод.* Было опробовано несколько прямых численных методов решения системы уравнений (16), основанных на дискретизации уравнений. Наиболее подходящим оказался метод Лэкса-Вендроффа. Метод обычно описывается для уравнений в частных производных с нулевой правой частью [10-13], но обобщение на случай системы и на ненулевую правую часть несложно.

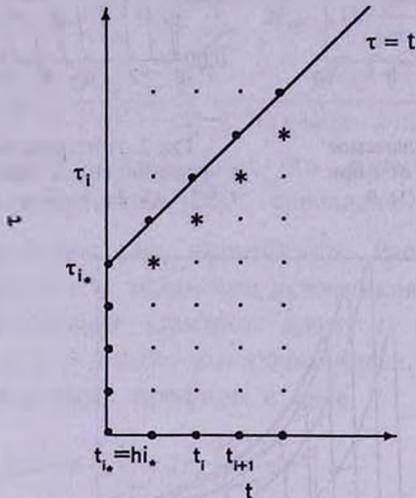


Рис.4. Схема дискретизации уравнений.

Метод оказался достаточно устойчивым, если его применять к уравнениям вида (16) с мощностью источника (17) при целых значениях параметра μ . Продемонстрируем действие численного метода для случая чистого рассеяния $\lambda = 1$. Опустим для краткости индекс d . Уравнения примут вид

$$\dot{j} + \mathcal{H}' = \frac{1}{2} e^{-\tau} \mathcal{L}(y), \quad \dot{\mathcal{H}} + \mathcal{J}' + \mathcal{H} = 0. \quad (32)$$

Если искомые функции уже найдены при некотором значении времени t для ряда значений координаты τ , то согласно выбранному методу значения для следующих значений времени и тех же значений координаты находятся с помощью разложения по формуле Тейлора второго порядка:

$$\begin{aligned} j(t + \Delta t, \tau) &= j(t, \tau) + \dot{j}(t, \tau) \Delta t + \ddot{j}(t, \tau) \frac{(\Delta t)^2}{2}, \\ \mathcal{H}(t + \Delta t, \tau) &= \mathcal{H}(t, \tau) + \dot{\mathcal{H}}(t, \tau) \Delta t + \ddot{\mathcal{H}}(t, \tau) \frac{(\Delta t)^2}{2}. \end{aligned} \quad (33)$$

Производные по времени выражаются через производные по координате с помощью уравнений (32).

Произведем дискретизацию переменных, взяв одинаковые шаги h по времени и по координате: $t_i = hi$, $\tau_j = hj$, $i = 0(1)i_0$, $j = 0(1)i$. Область точек дискретизации схематически изображена на рис.4. В качестве начального момента времени возьмем $t_* = t_{i_*} = i_*h$, номер i_* определим ниже. Значения искомым функций в этот момент рассчитываем по их разложениям (20) и (25). Коэффициенты разложений находим либо из рекуррентных соотношений (26), либо по точным выражениям для них (28)-(30).

Значения искомым функций в узловых точках обозначим $J_{i,j} = \mathcal{J}(t_i, \tau_j)$, $\mathcal{H}_{i,j} = \mathcal{H}(t_i, \tau_j)$, а мощности источника $\mathcal{L}_{i-j} = \mathcal{L}(h(i-j))$. Значения соответствующих производных отмечаем, как и раньше, точкой и штрихом. Штрихом же отмечается производная по аргументу функции $\mathcal{L}(r)$. Численные значения производных по координате вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} J'_{i,j} &\approx \frac{J_{i,j+1} - J_{i,j-1}}{2h}, & J''_{i,j} &\approx \frac{J_{i,j+1} - 2J_{i,j} + J_{i,j-1}}{h^2}, \\ \mathcal{H}'_{i,j} &\approx \frac{\mathcal{H}_{i,j+1} - \mathcal{H}_{i,j-1}}{2h}, & \mathcal{H}''_{i,j} &\approx \frac{\mathcal{H}_{i,j+1} - 2\mathcal{H}_{i,j} + \mathcal{H}_{i,j-1}}{h^2}. \end{aligned} \quad (34)$$

В результате дискретизации получаем систему дискретных рекуррентных уравнений при $i > i_*$, $j = 1, \dots, i-1$

$$\begin{aligned} J_{i+1,j} &= \frac{h}{4} e^{-jh} [2\mathcal{L}_{i-j} + h\mathcal{L}'_{i-j}] - \left(1 - \frac{h}{2}\right) \frac{\mathcal{H}_{i,j+1} - \mathcal{H}_{i,j-1}}{2} + \frac{J_{i,j+1} + J_{i,j-1}}{2}, \quad (35) \\ \mathcal{H}_{i+1,j} &= \frac{h^2}{4} e^{-jh} [\mathcal{L}_{i-j} + \mathcal{L}'_{i-j}] - h \left(1 - \frac{h}{2}\right) \mathcal{H}_{i,j} + \frac{\mathcal{H}_{i,j+1} + \mathcal{H}_{i,j-1}}{2} - \frac{J_{i,j+1} - J_{i,j-1}}{2}. \end{aligned}$$

Из граничных условий (19) следует, что

$$J_{i,i} = \mathcal{H}_{i,i} = \frac{f_{\mu}}{2} (i-j)^{\mu} (e^{-hi/2} - e^{-hi}) \quad (36)$$

при всех i . Значения искомым функций под границей $t = \tau$, в точках при $j=i$, отмеченных на рис.4 звездочками, получались интерполяцией по формуле Ньютона с тремя точками $j = i+1, i-1, i-2$:

$$J_{i+1,i} = J_{i+1,i-1} + \frac{J_{i+1,i+1} - J_{i+1,i-2}}{3}, \quad \mathcal{H}_{i+1,i} = \mathcal{H}_{i+1,i-1} + \frac{\mathcal{H}_{i+1,i+1} - \mathcal{H}_{i+1,i-2}}{3}. \quad (37)$$

Поток в источнике равен нулю, а значение функции \mathcal{J} при $\tau = 0$ находилось экстраполяцией. Таким образом, при всех i

$$\mathcal{H}_{i,0} = \mathcal{H}_{i+1,0} = 0, \quad J_{i,0} = 3(J_{i,1} - J_{i,2}) + J_{i,3}. \quad (38)$$

Применялся следующий порядок вычислений. Сначала для выбранного шага h вычислялись значения искомым функций по их разложениям для $i = i_*$. Затем последовательно осуществлялся переход ко все большим значениям i : при $j = 1, \dots, i-1$ от i к $i+1$ - по

формулам (35), при $j = i+1$ - по (36), а при $j=0$ и $j=i$ - по уже вычисленным значениям согласно (38) и (37).

В ходе расчетов при увеличении номера i приходилось увеличивать шаг, принимая за исходные вычисленные значения для последнего из достигнутых i . Первыми принимались значения $h = 1/2^m$, $t_* = 1/8$ ($i_* = 2^{m-3}$), причем, $m = 8+10$ выбиралось в зависимости от t_* . При $t=5$, а затем при $t=12$ шаг удваивался. Расчет производился до такого значения номера $i = i_0$, при котором искомые функции выходили на свои асимптотики с той же точностью, что и точные значения.

Сравнение найденных численно значений функций $J(t_i, \tau_j)$ и $H(t_i, \tau_j)$ с вычисленными по точным формулам показало, что при $m=8$ и $t_* = 1$ максимальная относительная ошибка составляет 10^{-3} , при $t_* = 2 \cdot 10^{-4}$. Ошибка возрастает при уменьшении параметра t_* , так как функция (31) становится уже и выше (ближе к δ -функции). Для достижения приемлемой точности требуется уменьшение шага дискретизации.

Близкая численная схема, основанная на методе прогноз-коррекция, разработана Мак-Кормаком и описана в [14]. Она также может применяться при решении рассматриваемых уравнений.

12. Заключение. Таким образом, полученные точные решения уравнений позволили выбрать метод, пригодный для их численного решения, и оценить необходимые его параметры для достижения определенной точности. Как уже говорилось, метод предполагается применить для расчета эволюции свечения и поляризации источников во Вселенной в эпохи, близкие к эпохе рекомбинации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ НШ-8542.2006.2.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Астрономический институт им. В.В.Соболева,
Россия, dinagimer@gmail.com skirusheva@mail.ru

TIME-DEPENDENT MONOCHROMATIC SCATTERING OF RADIATION IN ONE-DIMENSIONAL MEDIUM: ANALITICAL AND NUMERICAL SOLUTIONS

D.I.NAGIRNER, S.L.KIRUSHEVA

The exact explicit solution is obtained of the problem of time-dependent radiation field in the one-dimensional infinite medium with mono-

chromatic isotropic scattering, arbitrary distribution of sources and arbitrary dependence of their power with time. The aim of this solution is to choose a method for numerical solving of non-stationary radiation transfer problems. The Lax-Wendroff method seems to be the most suitable. Because of assumption that radiation delay is due to finite speed of light the following difficulty arises when numerical method is applied: the region of variation of variables (coordinate τ and time t) has triangle form (inequality $\tau \leq t$). The difficulty is overcome by expansion of searched functions in series when the values of time and coordinate are small. The comparison of numerical and exact solutions obtained for the point source with definite dependence of its power of time and conservative scattering permitted to estimate the values of steps in variables for achieving desirable accuracy. The numerical method is supposed to be applied for calculating the intensity and polarization of radiation of sources in the early Universe at the epochs close to epoch of recombination.

Key words: *radiation scattering: time dependent*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. ГИТТЛ, 1956, с.392.
2. В.В.Соболев, Астрон. ж., 29. I. №4, 406, 1952; II. №5, 517, 1952.
3. И.Н.Мишин, Вестник Ленинградского университета, №13, 138, 1959.
4. И.Н.Минин, Вестник Ленинградского университета, №19, 124, 1962.
5. Н.Б.Енгибарян, Астрофизика, 1, 167, 1965.
6. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 1, 285, 1965.
7. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Строение и эволюция Вселенной., Наука, М., 1975, с.736.
8. J.A.Peacock, Cosmological Physics. Cambridge University Press, 1999, p.682.
9. Г.Бейтмен, А.Эрдейи, Таблицы интегральных преобразований, том I, Преобразования Фурье, Лапласа и Меллина, Наука, М., 1969.
10. W.F.Ames, Numerical Methods for Partial Differential Equations, Academic Press, New York, 1992.
11. L.Lapidus, G.F.Pinder, Numerical Solution of Partial Differential Equations in Science and Engineering, John Wiley & Sons, New York, 1982.
12. M.Pinsky, Partial Differential Equations and Boundary-Value Problems with Applications, Springer Verlag, New York, 1991.
13. G.D.Smith, Numerical Solution of Partial Differential Equations: Finite Difference Methods, third edition, Oxford University Press, New York, 1985.
14. П.Роч, Вычислительная гидродинамика, М., Мир, 1980, с.616.

СИЛЬНОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ЛИНЗИРОВАНИЕ НА ШВАРЦШИЛЬДОВСКОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЕ

Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН^{1,2,3}, О.Ю.ЦУПКО^{1,3}

Поступила 20 августа 2007

Исследованы свойства релятивистских колец, возникающих в изображении источника, при наличии черной дыры между источником и наблюдателем. Рассчитаны прицельные параметры, а также расстояния минимального сближения лучей, образующих релятивистские кольца, их угловые размеры и коэффициенты "усиления", которые оказываются много меньше единицы.

Ключевые слова: *сильное гравитационное линзирование; шварцшильдовская черная дыра*

1. *Введение.* В теории гравитационного линзирования [1,2] одним из основных приближений является приближение слабого линзирования, т.е. малых углов отклонения. В случае шварцшильдовского линзирования на точечной массе это приближение означает, что прицельные параметры для налетающих фотонов много больше шварцшильдовского радиуса линзирующей системы. В большинстве астрофизических ситуаций, связанных с гравитационным линзированием, условие слабого линзирования хорошо выполняется и им можно ограничиться.

В некоторых случаях интересно, однако, рассмотреть эффекты, связанные с сильным линзированием и большими углами отклонения. Некоторые эффекты, связанные с учетом движения фотонов вблизи гравитационного радиуса черной дыры, рассматривались в [3,4]. В работах [5,6] было выведено в явном виде аналитическое выражение для угла отклонения в шварцшильдовской метрике в пределе сильного поля. В настоящей работе исследуются эффекты сильного искажения изотропного излучения звезды вследствие влияния гравитационного поля черной дыры.

2. *Множественные кольца вокруг черной дыры.* Рассмотрим движение фотона в окрестности черной дыры, имеющей шварцшильдовскую метрику. Будем работать в системе единиц, где шварцшильдовский радиус $R_g = 2M$ ($G = 1, c = 1$), M - масса черной дыры. Метрика Шварцшильда имеет вид

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2M}{r}} - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \quad (1)$$

Выпишем в параметрическом виде уравнения для радиуса r , угловой ϕ и временной t координат, определяющих орбиту фотона в шварцшильдовской метрике [7]:

$$\left(\frac{dr}{d\lambda}\right)^2 + B^{-2}(r) = b^{-2}, \quad (2)$$

$$\frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{1}{r^2}, \quad (3)$$

$$\frac{dt}{d\lambda} = b^{-1} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $B^{-2}(r) = (1/r^2)(1 - (2M/r))$ - эффективный потенциал, b - прицельный параметр. Вид орбиты фотона, налетающего из бесконечности на черную дыру, определяется [7] прицельным параметром b . Подробный анализ фотонных орбит при всех прицельных параметрах можно найти в [8].

1. Если $b < 3\sqrt{3}M$, то фотон падает к $R_S = 2M$ и поглощается черной дырой.

2. Если $b > 3\sqrt{3}M$, то фотон отклоняется на угол $\tilde{\alpha}$ и улетает на бесконечность. При этом имеются две возможности.

а) Если $b \gg 3\sqrt{3}M$, то орбита представляет собой почти прямую линию со слабым отклонением на угол $\tilde{\alpha} = 4M/R$, где R - минимальное расстояние подлета. Этот случай и рассматривается обычно в теории слабого гравитационного линзирования, когда прицельный параметр много больше шварцшильдовского радиуса линзы.

б) Если $0 < b/M - 3\sqrt{3} \ll 1$, то фотон совершает несколько оборотов вокруг черной дыры вблизи радиуса $r = 3M$ и улетает на бесконечность.

Из уравнения (2) легко получить минимальное расстояние R сближения фотона с черной дырой, определяемое условием $dr/d\lambda = 0$, $b = B(R)$. Прицельный параметр b и минимальное расстояние сближения R связаны соотношением

$$b^2 = \frac{R^3}{R - 2M}. \quad (5)$$

Очевидно, что критическому значению $b = 3\sqrt{3}M$ соответствует расстояние минимального сближения $R = 3M$. В случае большого прицельного параметра $b \gg M$ угол отклонения фотона, прилетевшего из бесконечности, равен $\tilde{\alpha} = 4M/R$ [9], и, как следует из формулы (5), $b \approx R(1 + M/R)$, т.е. прицельный параметр и минимальное расстояние сближения почти совпадают (см. также [8]).

Точный угол отклонения в шварцшильдовской метрике можно получить из уравнений (2) и (3). Легко видеть, что:

$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{1}{r^2 \sqrt{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)}}. \quad (6)$$

Прямолинейному лучу соответствует изменение угловой координаты траектории на π , поэтому угол отклонения фотона в зависимости от массы M и радиуса минимального сближения R , с учетом (5), равен

$$\bar{\alpha} = 2 \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)}} - \pi. \quad (7)$$

Алгоритм расчета точного угла отклонения $\bar{\alpha}(b/M)$ приведен в [7]. Он основан на представлении интеграла (7) в виде эллиптического

$$\int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r}\right)}} = 2\sqrt{\frac{R}{Q}} F\left(\sqrt{\frac{8Q}{(6+Q-R)(R-2+Q)}}, \sqrt{\frac{6+Q-R}{2Q}}\right), \quad (8)$$

где

$$Q^2 = (R-2)(R+6). \quad (9)$$

Выражение точного угла отклонения через эллиптические интегралы впервые было выполнено в [8]. В приложении приведена подробная процедура сведения интеграла (7) к эллиптическому интегралу первого рода $F(z, k)$. В краткой форме подобную процедуру можно найти в [8].

Итак, согласно [7], точный угол отклонения $\bar{\alpha}(b/M)$ рассчитывается следующим образом. Представим эллиптический интеграл первого рода в виде

$$F(z, k) = \int_0^z \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}} = \int_0^{\arcsin\phi_0} \frac{d\phi}{\sqrt{(1-k^2\sin^2\phi)}}, \quad \sin\phi_0 = z. \quad (10)$$

1. Выбираем значение $r=R$ для шварцшильдовской координаты точки ближайшего подхода.

2. Вычисляем прицельный параметр из формулы $b^2 = R^3/(R-2)$.

3. Вычисляем Q из формулы $Q^2 = (R-2)(R+6)$.

4. Определяем модуль эллиптического интеграла первого рода k из формулы $k^2 = (6+Q-R)/2Q$.

5. Определяем $\sin\phi_{\min}$ из соотношения $\sin^2\phi_{\min} = (2+Q-R)/(6+Q-R)$.

6. Тогда полное отклонение будет равно

$$\bar{\alpha} = 4(R/Q)^{1/2} [F(1, k) - F(\sin\phi_{\min}, k)] - \pi. \quad (11)$$

Напомним, что если значение прицельного параметра близко к критическому ($b \approx 3\sqrt{3}M$, $b > 3\sqrt{3}M$, $R-3M \ll 1$), то фотон, прилетевший из бесконечности, совершает один или несколько оборотов вокруг черной дыры на $r \approx 3M$ и улетает на бесконечность. В этом случае (предел сильного отклонения) угол отклонения может быть записан

как [5,8].

$$\bar{\alpha} = -2 \ln \frac{R-3M}{36(2-\sqrt{3})M} - \pi. \quad (12)$$

Соответствующий прицельный параметр b можно получить, раскладывая выражение 5 в ряд до квадратичных членов по малому параметру $(R-3M)$. Прицельный параметр оказывается равным [8]:

$$b = 3\sqrt{3}M + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{(R-3M)^2}{M}. \quad (13)$$

Используя это выражение, можно записать угол отклонения в зависимости от прицельного параметра b в виде

$$\begin{aligned} \bar{\alpha} &= -\ln(b/M - 3\sqrt{3}) + \ln[648(7\sqrt{3} - 12)] - \pi = \\ &= -\ln\left(\frac{b}{b_{cr}} - 1\right) + \ln[216(7 - 4\sqrt{3})] - \pi \approx -\ln\left(\frac{b}{b_{cr}} - 1\right) - 0.40023, \end{aligned} \quad (14)$$

где $b_{cr} = 3\sqrt{3}M$ - критическое значение прицельного параметра, разделяющее фотоны, падающие в черную дыру, и улетающие на

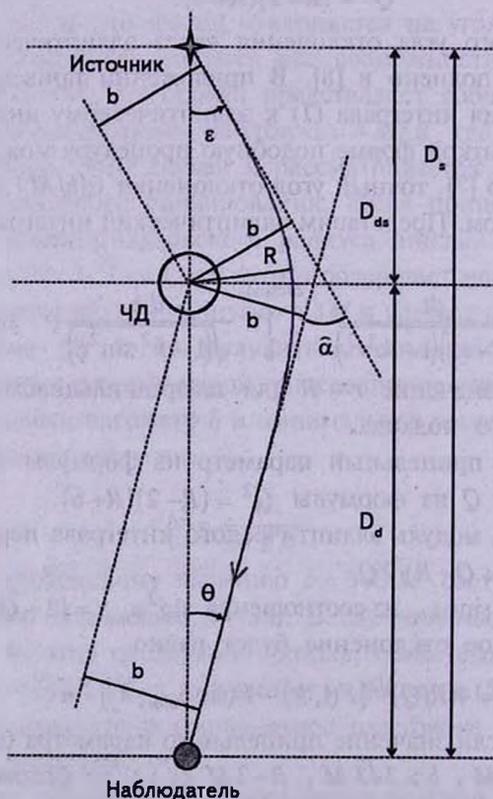


Рис.1. Отклонение луча света в случае, когда источник, линза и наблюдатель находятся на одной прямой. Траектория луча рассчитана с помощью уравнений (2) и (3) для следующих значений параметров: $R_s = 2$, $R = 7$, $b \approx 8.3$, $D_s = 32$, $D_d = 16$.

бесконечность. В последней записи выражение для угла отклонения совпадает с выражением в работе [6].

Пусть источник, линза и наблюдатель находятся на одной прямой (см. рис.1). В этом случае, как известно из теории гравитационного линзирования, формируется окружность, называемая кольцом Эйнштейна

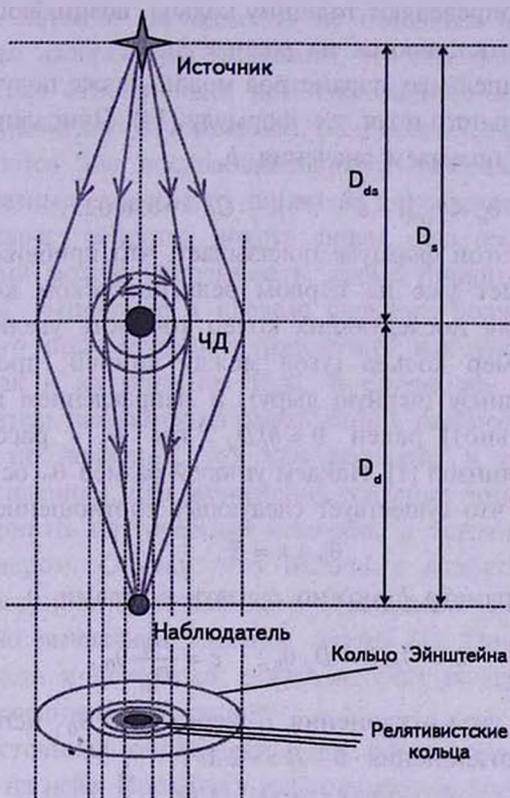


Рис.2. Кольцо Эйнштейна и релятивистские кольца.

[1]. Внутри этого "основного" кольца имеются кольца, образованные фотонами, испытавшими отклонение на $2\pi, 4\pi, 6\pi, \dots$, которые иногда называют релятивистскими (см. рис.2.). Приравнявая $\bar{\alpha}$ к $2\pi, 4\pi, 6\pi, \dots$, получаем, что эти релятивистские кольца локализованы на прицельных параметрах:

$$b/M - 3\sqrt{3} = 0.00653, 0.0000121, 0.0000000227, 0.423 \cdot 10^{-10}, 0.791 \cdot 10^{-13} \dots$$

Первые два числа приведены в книге [7]. При этом соответствующие минимальные расстояния подлета равны

$$R/M - 3 = 0.0902, 0.00375, 0.000162, 0.699 \cdot 10^{-5}, 0.302 \cdot 10^{-6}, \dots$$

Необходимо отметить, что в действительности для случая нахождения источника, наблюдателя и линзы на одной прямой фотон должен

испытать отклонение на угол, не равный в точности $2\pi n$, а немного больший, вследствие чего величины b и R оказываются меньше на малую поправку, которую мы, как и [7], не учитываем. Учет того, что угол отклонения отличается от $2\pi n$, используется при выводе формул для потока от релятивистских колец, где эти поправки принципиально важны, так как определяют толщину кольца, возникающую вследствие того, что лучи отклоняются на разные углы.

Значения прицельных параметров можно также получить, используя приближение сильного поля, т.е. формулу (14). Приравнивая $\bar{\alpha}(b) = 2\pi n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), получаем значения b_n :

$$b_n = b_{cr} (1 + e^{C_1 - 2\pi n}), \quad C_1 = -0.40023. \quad (15)$$

Вычисление по этой формуле показывает, что приближение сильного поля обеспечивает уже на первом релятивистском кольце точность около 0.4% и для последующих колец точность увеличивается.

Угловой размер кольца (угол между линией, проходящей через наблюдателя и линзу (черную дыру), и направлением на изображение источника (кольцо)) равен $\theta = b/D_d$, где D_d - расстояние между наблюдателем и линзой [1]. Найдем угловой размер θ_0 основного кольца. Из рис.1 видно, что существует следующее соотношение между углами:

$$\theta_0 + \varepsilon = \bar{\alpha}. \quad (16)$$

Прицельный параметр b можно связать с углами θ_0 и ε :

$$b = D_{ds} \varepsilon = D_d \theta_0; \quad \varepsilon = \frac{D_d}{D_{ds}} \theta_0. \quad (17)$$

Теперь выразим угол отклонения $\bar{\alpha}$ через угол θ_0 , используя приближение слабого отклонения $b \approx R \gg 2M$:

$$\bar{\alpha} = \frac{4M}{R} \approx \frac{4M}{b} = \frac{4M}{D_d} \frac{1}{\theta_0}. \quad (18)$$

Подставляя выражения для угла ε (17) и для угла отклонения (18) в (16), получаем уравнение для определения θ_0 :

$$\theta_0 + \frac{D_d}{D_{ds}} \theta_0 = \frac{4M}{D_d} \frac{1}{\theta_0}. \quad (19)$$

Отсюда, учитывая, что $D_d + D_{ds} = D_s$, получаем:

$$\theta_0 = \sqrt{4M \frac{D_{ds}}{D_d D_s}}, \quad (20)$$

где D_s - расстояние от наблюдателя до источника, D_{ds} - расстояние между линзой и источником. Угловые размеры θ_n релятивистских колец находятся из (17), (15) с учетом соотношений для релятивистских колец $\bar{\alpha} = 2\pi n$, $b = b_{cr} (1 + e^{C_1 - 2\pi n})$, в виде

$$\theta_n = \frac{b_{\sigma}}{D_d} (1 + e^{C_1 - 2\pi n}). \quad (21)$$

В простейшей модели точечной шварцшильдовской гравитационной линзы (в приближении слабого отклонения) источник считается точечным. Если источник, линза и наблюдатель не находятся на одной линии, формируются два изображения источника, угловые положения которых и усиление потока относительно нелинзированного источника можно рассчитать [1]. Кроме двух изображений, получающихся в пределе слабого поля, формируются две последовательности изображений точечного источника по разные стороны от линзы за счет фотонов, испытавших один или несколько оборотов вокруг линзы. Для расчета положений этих изображений можно использовать, кроме точного выражения для угла отклонения, выражение в пределе сильного поля. Использование предела сильного поля позволяет рассчитать как угловое положение изображений, так и их усиление [5,8]. В случае же, когда источник, линза и наблюдатель находятся на одной линии, рассмотрение источника как точечного не подходит, так как приводит к расходимости (к бесконечному усилению). Для вычисления усиления потока в этом случае следует рассматривать не точечный источник, а источник, обладающий конечным размером. Считая, что источник является круговым, с однородной поверхностной яркостью и с заданным конечным угловым размером, можно вычислить усиление потока [1]. Подобным образом, можно рассмотреть и потоки от релятивистских колец, получающихся сильным линзированием источника.

Поток от источника определяется его поверхностной яркостью и телесным углом на небе. Поскольку гравитационное отклонение света не связано с излучением или поглощением, интенсивность излучения остается постоянной вдоль луча. Более того, гравитационное отклонение света локальной, почти статичной линзой не вводит дополнительный сдвиг по частоте. Поэтому поверхностная яркость изображения линзированного источника равна яркости изображения источника в отсутствие линзы. В результате, отношение потоков в изображениях линзированного и нелинзированного источника определяется отношением телесных углов этих источников на небе [1], т.е. отношением площадей соответствующих изображений на фотопластинке или ПЗС матрице (в случае идеального изображения). Величина

$$\mu = \frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_0}$$

называется коэффициентом усиления, где $(\Delta\omega)_0$ и $(\Delta\omega)$ означают телесные углы, под которыми, соответственно, видны нелинзированный и линзированный источники.

Найдем коэффициент усиления для основного изображения кругового источника углового радиуса β и однородной яркости, находящегося на одной линии с линзой и наблюдателем. Изображение источника представляет собой кольцо. Введем величину $y = \beta/\theta_0$, равную отношению углового размера источника к угловому размеру основного кольца. Нелинзированный источник занимает телесный угол $(\Delta\omega)_0 = \pi\beta^2 = \pi y^2 \theta_0^2$. Можно показать [1], что в пределе слабого линзирования круговой источник преобразуется в кольцо со следующими внутренним и внешним угловыми радиусами: $\theta_{in} = \frac{\theta_0}{2}(\sqrt{y^2+4} - y)$ и $\theta_{out} = \frac{\theta_0}{2}(\sqrt{y^2+4} + y)$. Таким образом, телесный угол, занимаемый кольцом, равен:

$$\Delta\omega = \pi(\theta_{out}^2 - \theta_{in}^2) = \pi \frac{\theta_0^2}{4} \left[(\sqrt{y^2+4} + y)^2 - (\sqrt{y^2+4} - y)^2 \right] = \pi\theta_0^2 y \sqrt{y^2+4}. \quad (22)$$

Получаем, что коэффициент усиления μ_0 основного кольца равен:

$$\mu_0 = \frac{\sqrt{y^2+4}}{y} \approx \frac{2}{y}, \quad \text{при } y \ll 1. \quad (23)$$

Найдем теперь "усиление" потока для релятивистских колец того же источника. С использованием результатов работы [10] можно показать, что n -ное релятивистское кольцо будет иметь следующие внутренний и внешний угловые радиусы:

$$\theta_{in}^n = \theta_n(1 - A_n(\theta_n + \beta)), \quad \theta_{out}^n = \theta_n(1 - A_n(\theta_n - \beta)), \quad (24)$$

где

$$A_n = \frac{D_s}{D_{ds}D_d} \frac{b_{cr}}{\theta_n} e^{C_1 - 2\pi n}.$$

Телесный угол, занимаемый таким релятивистским кольцом:

$$\Delta\omega = \pi \left[(\theta_{out}^n)^2 - (\theta_{in}^n)^2 \right] = 4\pi\theta_n^2(1 - A_n\theta_n)A_n\beta. \quad (25)$$

Получаем, что коэффициенты "усиления" μ_n релятивистских колец равны:

$$\mu_n = \frac{4\theta_n^2(1 - A_n\theta_n)A_n}{\beta}. \quad (26)$$

Величина

$$A_n\theta_n = \frac{D_s}{D_{ds}D_d} b_{cr} e^{C_1 - 2\pi n} \ll 1, \quad (27)$$

поэтому имеем с большой точностью

$$\mu_n = 4 \frac{\theta_n}{\beta} A_n\theta_n. \quad (28)$$

После преобразований получаем:

$$\mu_n = 4 \frac{b_{cr}^2}{\beta} \frac{D_s}{D_{ds} D_d^2} (1 + e^{C_1 - 2\pi n}) e^{C_1 - 2\pi n} \ll \mu_0. \quad (29)$$

С учетом выражений для $b_{cr} = 3\sqrt{3} M = (3\sqrt{3}/2) R_S$ и $\beta = R_s/D_s$, где R_s - радиус источника, получаем:

$$\mu_n = 27 \frac{R_S^2 D_s^2}{R_s D_{ds} D_d^2} (1 + e^{C_1 - 2\pi n}) e^{C_1 - 2\pi n} \ll 1. \quad (30)$$

Для далекого квазара с $M_s = 10^9 M_\odot$, $R_s = 15 R_{S,S}$ ($R_{S,S} = 2GM_s/c^2$), $D_{ds} = 10^3$ Мпк, $D_d = 3$ Мпк, $D_s \approx D_{ds}$ и линзы массы $M = 10^7 M_\odot$, получаем:

$$\mu_0 = 1 \cdot 10^6, \quad \mu_1 = 2 \cdot 10^{-15}, \quad \mu_2 = 4 \cdot 10^{-18}. \quad (31)$$

Для того же квазара с массой линзы $M = 20 M_\odot$ и $D_d = 1$ кпк получаем:

$$\mu_0 = 9 \cdot 10^4, \quad \mu_1 = 9 \cdot 10^{-20}, \quad \mu_2 = 2 \cdot 10^{-22}. \quad (32)$$

Значительное усиление μ_0 связано с малыми размерами источника и предположением о нахождении источника, линзы и наблюдателя на одной линии. Если рассматривать точечный источник, находящийся на одной линии с наблюдателем и линзой, то усиление обращается в бесконечность, что связано как с предполагаемой точечностью источника, так и с приближением геометрической оптики. Если рассматривать не точечные источники, а источники конечного углового размера, то бесконечное усиление становится конечным, но тем большим, чем меньше размеры источника. Для источников же малого размера становится важным учет различных эффектов, прежде всего волновых, что приводит к тому, что в действительности коэффициент усиления меньше [2].

В работе [5] выводится общая формула для коэффициента усиления источника конечного размера. В используемом там подходе используется приближение отклонения на углы $2\pi n$, без учета малых отличий от этих углов, и коэффициент усиления находится интегрированием формул для точечных источников, в отличие от "геометрического" подхода, используемого здесь. Выражение (29) совпадает с выражением, которое можно получить из общей формулы для источника конечного размера в работе [5].

3. *Диаграмма излучения точечного источника, расположенного вблизи черной дыры.* Рассмотрим более подробно влияние на угловое распределение излучения звезды поля черной дыры, находящейся на одной линии с наблюдателем (рис.1). Проведем условную плоскость, проходящую через звезду, перпендикулярно линии D_{ds} . Будем говорить, что испущенные фотоны полетели "вверх", если при большом удалении от звезды фотоны оказываются в верхней полуплоскости. Фотоны полетели "вниз", если фотоны оказываются в нижней полуплоскости. В отсутствие черной дыры звезда излучает изотропно. Поэтому "вверх"

и "вниз" идет одинаковая доля излучения (см. рис.3а). Фотоны, летящие "вверх" и "вниз" показаны различными типами штриховки.

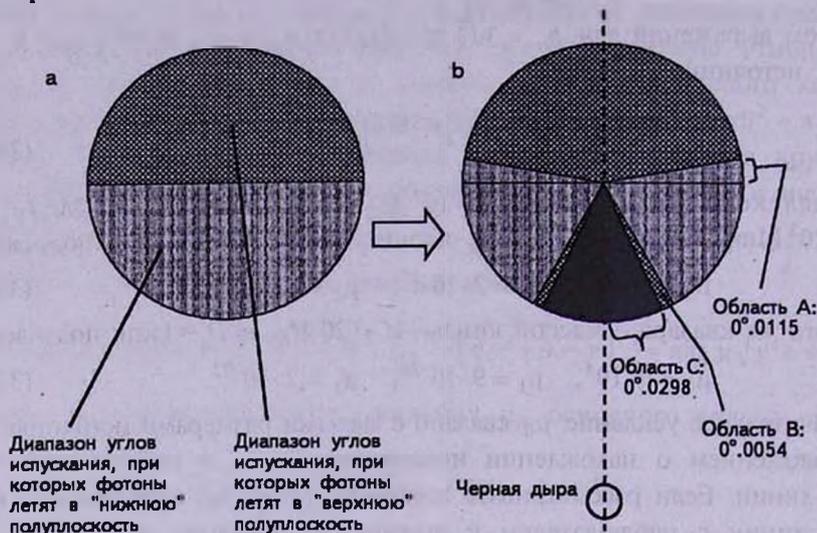


Рис.3. Черная дыра отклоняет свет, испущенный изотропно излучающим источником. Направление испускания фотона задается углом ε , откладываемым от вертикали, $\varepsilon = (0, \pi)$.

При наличии "внизу" черной дыры между звездой и наблюдателем угловое распределения излучения меняется. Учтем следующие три эффекта:

- 1) захват черной дырой фотонов, испущенных с малым прицельным параметром;
- 2) отклонение фотонов, испущенных под углами вблизи 90 градусов от вертикали;
- 3) возврат "наверх" фотонов, испущенных вниз и совершивших пол-оборота вокруг черной дыры.

Расчет проведен для следующих параметров системы: расстояния (в единицах массы): $D_{ds} = 10000 M$, шварцшильдовский радиус $R_s = 2M$. Для фотонов, испущенных почти перпендикулярно к оси, используем приближение слабого отклонения: $\bar{a} = 2M/b = 2M/D_{ds}$. Для фотонов, испущенных вниз, мы используем другое приближение: считаем, что они испущены на бесконечности от черной дыры (а не на конечном расстоянии D_{ds}), что является стандартным приближением в гравитационном линзировании. Вследствие этого прицельный параметр b (прицельный параметр на бесконечности) мы считаем равным

¹ Угол отклонения $\bar{a} = 4M/b$ в случае, если фотон движется из бесконечности, долетает до расстояния наименьшего сближения и улетает на бесконечность. В данном случае фотон пролетает половину этого пути - он движется от точки наименьшего сближения на бесконечность. Поэтому для такого фотона $\bar{a} = 2M/b$.

"геометрическому" прицельному параметру испускания фотонов звездой: $b = D_{ds} \sin \varepsilon \approx D_{ds} \varepsilon$, где ε - угол испускания, откладываемый от вертикали (см. рис.1). Для фотонов, возвращающихся назад, мы используем алгоритм расчета отклонения, взятый из [7] и приведенный выше.

Результаты расчета приведены на рис.3б. Черная область показывает диапазон углов испускания, фотоны из которого захватываются черной дырой. Кроме того, видно, что часть фотонов, изначально испущенная "вверх", завернется "вниз" и что часть фотонов, испущенная "вниз", попадет "наверх". Отметим на рисунке три характерные угловые области: А, В, С. Область А (на рисунке в силу симметрии таких областей две) - это угловой диапазон фотонов, испущенных под углами, большими 90 градусов от вертикали, но полетевших "вниз" вследствие притяжения черной дыры. Область В (таких областей на рисунке две) - это угловой диапазон фотонов, испущенных под углами, близкими к критическому значению (при котором происходит захват), совершивших пол-оборота и полетевших "наверх". Область С (черная область на рисунке) - угловой диапазон испущенных фотонов, которые захватываются черной дырой. Угловой размер области А = 0°.0115; угловой размер области В = 0°.0054; угловой размер области С = 0°.0298. На рисунке размеры всех трех областей сильно увеличены для визуализации, но соотношение между угловыми размерами областей А, В и С сохранено.

В результате вычислений можно сделать два качественных вывода, сохраняющихся и на других расстояниях D_{ds} между черной дырой и звездой (при использовании таких же приближений для углов отклонения):

1. При наличии черной дыры "наверх" будет излучаться больше - из-за большой доли фотонов, захваченных черной дырой.
2. Число фотонов, испущенных почти перпендикулярно вертикали и отклоненных "вниз", больше, чем число фотонов, испытавших пол-оборота и полетевших "наверх".

К наблюдателю, конечно, приходит только малая часть лучей, отклоненных в некоторую полуплоскость. Если наблюдатель находится на одной прямой с черной дырой и звездой в "нижней" полуплоскости, то отклонение фотонов, испущенных на углах чуть больше 90 градусов от вертикали, вообще не скажется на наблюдении.

¹ Институт космических исследований Российской академии наук, Россия, e-mail: gkogan@iki.rssi.ru

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

³ Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия e-mail: tsupko@iki.rssi.ru

Приложение. Рассмотрим два интеграла, $\alpha^{(1)}$ и $\alpha^{(2)}$, и покажем, что они тождественно равны друг другу.

$$\alpha^{(1)} = 2 \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2}{r}\right)}}, \quad \text{где } b^2 = R^3 / (R-2); \quad (33)$$

$$\alpha^{(2)} = 4(R/Q)^{1/2} [F(1, k) - F(\sin \varphi_{\min}, k)], \quad (34)$$

где

$$Q^2 = (R-2)(R+6), \quad k^2 = (Q-R+6)/2Q, \quad \sin^2 \varphi_{\min} = (2+Q-R)/(6+Q-R).$$

Сделаем в интеграле $\alpha^{(1)}$ замену $u = 1/r$, $du = (-1/r^2)dr$. При такой замене $R \rightarrow 1/R$, $\infty \rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} 2 \int_R^{\infty} \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2}{r}\right)}} &= -2 \int_{1/R}^0 \frac{du}{\sqrt{\frac{1}{b^2} - u^2(1-2u)}} = 2 \int_0^{1/R} \frac{du}{\sqrt{2u^3 - u^2 + \frac{1}{b^2}}} = \\ &= 2 \int_0^{1/R} \frac{du}{\sqrt{2u^3 - u^2 + \frac{R-2}{R^3}}} = 2R^{3/2} \int_0^{1/R} \frac{du}{\sqrt{2u^3 R^3 - u^2 R^3 + R-2}}. \end{aligned}$$

Подкоренное выражение является кубическим многочленом относительно u , разложим его на три сомножителя. Для этого необходимо найти корни кубического уравнения $2u^3 R^3 - u^2 R^3 + R - 2 = 0$. Один из корней несложно найти подбором: $u = 1/R$. Зная этот корень, можно разложить кубический многочлен на произведение:

$$2u^3 R^3 - u^2 R^3 + R - 2 = (u - 1/R) [2R^3 u^2 - (R-2)R^2 u - (R-2)R].$$

Квадратный многочлен, стоящий в квадратных скобках, можно выделением полного квадрата разложить на множители:

$$2R^3 u^2 - (R-2)R^2 u - (R-2)R = 2R^3(u-A)(u-C).$$

Здесь:

$$A = \frac{R-2+Q}{4R}, \quad C = \frac{R-2-Q}{4R} < 0,$$

где

$$Q^2 = R^2 + 4R - 12 = (R-2)(R+6).$$

Таким образом, мы свели подкоренное выражение к произведению трех сомножителей:

$$2u^3 R^3 - u^2 R^3 + R - 2 = 2R^3(u-A)(u-B)(u-C), \quad \text{где } B \equiv 1/R.$$

В справочнике [11] приводится следующая формула (верхний предел совпадает с постоянной в одном из множителей):

$$\int_a^b \frac{dx}{\sqrt{(x-a)(x-b)(x-c)}} = \frac{2}{\sqrt{a-c}} F(\delta, q), \quad [a > b > u \geq c],$$

где

$$\delta = \arcsin \sqrt{\frac{(a-c)(b-u)}{(b-c)(a-u)}}, \quad q = \sqrt{\frac{b-c}{a-c}}.$$

В нашем случае:

$$\frac{(A-C)B}{(B-C)A} = \frac{8Q}{(6-R+Q)(R-2+Q)}, \quad \frac{B-C}{A-C} = \frac{6-R+Q}{2Q}, \quad A-C = \frac{Q}{2R}.$$

Поэтому:

$$\int_0^{1/R} \frac{du}{\sqrt{(u-A)(u-B)(u-C)}} = 2\sqrt{\frac{2R}{Q}} F\left(\sqrt{\frac{8Q}{(6-R+Q)(R-2+Q)}}, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right).$$

Таким образом, мы свели исходный интеграл к эллиптическому интегралу первого рода. В формуле, приведенной в [7], приведена разность двух эллиптических интегралов (см. (34)), один из которых - так называемый полный эллиптический интеграл (верхний предел =1). Оказывается, что интеграл, полученный выше, и эта разность - одно и то же.

В [12] приведено следующее свойство эллиптических интегралов (цитируем в наших обозначениях эллиптического интеграла (10)):

$$F(z_1, k) + F(z_2, k) = F(1, k),$$

если выполняется следующее равенство между аргументами:

$$\sqrt{1-k^2} \frac{z_1}{\sqrt{1-z_1^2}} \frac{z_2}{\sqrt{1-z_2^2}} = 1.$$

Соответствующими выкладками можно убедиться, что при

$z_1 = \sqrt{\frac{8Q}{(6-R+Q)(R-2+Q)}}$, $z_2 = \sqrt{\frac{2+Q-R}{6+Q-R}}$, $k = \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}$ это соотношение выполняется. Поэтому:

$$\begin{aligned} & F\left(\sqrt{\frac{8Q}{(6-R+Q)(R-2+Q)}}, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right) = \\ & = F\left(1, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right) - F\left(\sqrt{\frac{2+Q-R}{6+Q-R}}, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right). \end{aligned}$$

Итак, запишем полное преобразование:

$$\begin{aligned} \alpha^{(1)} &= 2 \int_R^\infty \frac{dr}{r^2 \sqrt{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2}{r}\right)}} = 2 \int_0^{1/R} \frac{du}{\sqrt{2u^3 - u^2 + \frac{1}{b^2}}} = 2R^{3/2} \int_0^{1/R} \frac{du}{\sqrt{2u^3 R^3 - u^2 R^3 + R-2}} = \\ &= 2R^{3/2} \int_0^{1/R} \frac{du}{\sqrt{(u-1/R)(2R^3 u^2 - (R-2)R^2 u - (R-2)R)}} = \\ &= \frac{2R^{3/2}}{\sqrt{2}R^{3/2}} \int_0^B \frac{du}{\sqrt{(u-A)(u-B)(u-C)}} = \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \sqrt{2} \sqrt{\frac{2R}{Q}} F\left(\sqrt{\frac{8Q}{(6-R+Q)(R-2+Q)}}, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right) = \\
&= 4 \sqrt{\frac{R}{Q}} F\left(\sqrt{\frac{8Q}{(6-R+Q)(R-2+Q)}}, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right) = \\
&= 4 \sqrt{\frac{R}{Q}} \left[F\left(1, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right) - F\left(\sqrt{\frac{2+Q-R}{6-R+Q}}, \sqrt{\frac{6-R+Q}{2Q}}\right) \right] = \\
&= 4(R/Q)^{1/2} [F(1, k) - F(\sin\varphi_{min}, k)] = \alpha^{(2)}.
\end{aligned}$$

STRONG GRAVITATIONAL LENSING BY SCHWARZSCHILD BLACK HOLE

G.S.BISNOVATYI-KOGAN^{1,2,3}, O.YU.TSUPKO^{1,3}

Properties of relativistic rings which appear in the image of source in the presence of a black hole between source and observer are investigated. Impact parameters as well as closest approach distances for rays forming relativistic rings, their angular sizes and "magnification" factors which are found to be much less than unit are calculated.

Key words: *strong gravitational lensing; Schwarzschild black hole*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Schneider, J.Ehlers, E.Falco, Gravitational lensing, Springer-Verlag, Berlin, 1992.
2. П.В.Блюх, А.А.Минаков, Гравитационные линзы, Наукова Думка, Киев, 1989.
3. W.Ames, K.Thorne, Astrophys. J., 151, 659, 1968.
4. G.S.Bisnovatyi-Kogan, A.A.Ruzmaikin, Astrophys. Space Sci., 28, 45, 1974.
5. V.Bozza, S.Capozziello, G.Iovane, G.Scarpetta, General Relativity and Gravitation, 33, 1535, 2001.
6. V.Bozza, Phys. Rev. D, 66, 103001, 2002.
7. C.W.Misner, K.S.Thorne, J.A.Wheeler, Gravitation, Freeman, New York, 1973.
8. C.Darwin, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences, 249 (1257), 180, 1959.
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1962.
10. V.Bozza, M.Sereno, Phys. Rev. D, 73, 103004, 2006.
11. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик, Таблицы интегралов, сумм и произведений, Наука, М., 1971.
12. М.Абрамовиц, И.Стиган, Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами, Наука, М., 1979.

О ФЛУКТУАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРОТОННЫХ ВИХРЕЙ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ЯДРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

К.М.ШАХАБАСЯН, М.К.ШАХАБАСЯН

Поступила 3 августа 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

Рассчитан термодинамический потенциал Гиббса протонного вихря, взаимодействующего с параллельной ему нормальной сердцевинной нейтронной вихря радиуса $r \ll \lambda$ (λ - глубина проникновения) и с внешней границей нейтронного вихря радиуса b . Показано, что при этом предположении энергетически выгодным оказывается захват сердцевинной только одного вихря. Найдена сила, действующая на протонный вихрь со стороны тока увлечения и направленная всегда к сердцевине. Соответствующая сила для протонного антивихря направлена к внешней границе нейтронного вихря. Получено решение уравнения Гинзбурга-Ландау для системы вихрь-антивихрь и рассчитан потенциал Гиббса для нее. Показано, что на большом удалении от сердцевинной возможно флуктуационное образование пары вихрь-антивихрь. Под действием тока увлечения антивихрь уходит наружу, а вихрь остается в пределах нейтронного вихря. Показано, что наилучшие условия для флуктуационного образования пары и последующего ее разделения имеются у внешней границы. Показано, что возникновение новых протонных вихрей возможно только в области, где напряженность магнитного поля увлечения $H(\rho) > H_{c1}$ (H_{c1} - нижнее критическое поле).

Ключевые слова: *звезды: нейтронные: сверхтекучее ядро*

1. *Введение.* Как известно [1], из-за эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами в сверхтекучем ядре ("пре"-фаза) нейтронной звезды нейтронные вихревые нити размерами $b \gg \lambda$ приобретают магнитный поток $\Phi_1 = k \Phi_0$, где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ квант магнитного потока, k - коэффициент увлечения. Кроме того, ток увлечения приводит к появлению напряженности магнитного поля $H(\rho)$, которая, в свою очередь, в стационарном состоянии генерирует новые протонные нити с потоком Φ_0 [2,3].

В работе [4] была найдена неустойчивость состояния нейтронного вихря с потоком Φ_1 относительно флуктуаций "вихревого вакуума". При флуктуациях расстояния между вихрем и антивихрем d порядка и больше λ энергетически выгодным становится переход из состояния "вихревого вакуума" к состоянию системы протонных вихрей в области, где $H(\rho) > H_{c1}$ (H_{c1} - нижнее критическое магнитное поле). Возможным механизмом такого перехода может быть флуктуационное рождение пары вихрь-антивихрь и их разделение током увлечения. Такой механизм был

рассмотрен в работе [5] для объяснения "гигантского" термоэлектрического эффекта в сверхпроводниках [6].

Однако в работе [4] для исследования проблемы использовалось решение уравнения Гинзбурга-Ландау (ГЛ) [7], обращающееся в нуль на бесконечности, в то время как напряженность магнитного поля H обращается в нуль на границе нейтронного вихря b . Мы используем ниже полученное нами решение этого уравнения, обращающееся в нуль на границе нейтронного вихря. Это решение позволит нам учесть взаимодействие пары вихрь-антивихрь с границей нейтронного вихря.

Предположим нормальную сердцевину нейтронного вихря как бесконечный прямой круглый канал радиуса $r = \xi_2$ в "пре"-фазе, заполненный нормальными нейтронами и протонами. Рассмотрим параллельный сердцевине нейтронного вихря сверхпроводящий протонный вихрь на расстоянии $\rho_0 < b$ от центра. Заметим, что поскольку в нормальной сердцевине $H(\rho) > H_{C1}$ [8], то в ней нормальны не только нейтроны, но и протоны, которые в основном массиве "пре"-фазы являются сверхпроводником второго рода с постоянной теории ГЛ $\kappa \gg 1$ [8,9].

В основном массиве "пре"-фазы длина когерентности нейтронов ξ_2 намного больше длины когерентности протонов ξ_1 [9,10], а глубина проникновения магнитного поля $\lambda(T) \gg \xi_2$. Таким образом, радиус нормальной сердцевины удовлетворяет неравенству $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$. Здесь и ниже используются относительные единицы теории ГЛ: единица длины - это $\lambda(T)$, единица напряженности магнитного поля равна $\sqrt{2} H_{cm}$, где H_{cm} - термодинамическое критическое магнитное поле. При таком выборе системы единиц $\Phi_0 = 2\pi/\kappa$. Величина поля в сердцевине нейтронного вихря $H_0 \ll H_{C2}$ [8], а на границе нейтронного вихря $H(b) = 0$. Напишем уравнение ГЛ для индукции \vec{B} в виде:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}(\vec{\rho}) + \text{rot rot } B(\vec{\rho}) &= \frac{2\pi}{\kappa} \vec{e} \delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}_0), \\ B|_S &= H_0, \quad B|_\Sigma = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь S - поверхность сердцевины радиуса r , Σ - наружная поверхность радиуса b , \vec{e} - единичный вектор, направленный вдоль вихря, $\vec{\rho}_0$ - двумерный радиус-вектор центра протонного вихря.

2. *Магнитное поле системы.* Перейдем к цилиндрическим координатам ρ, φ с центром на оси сердцевины. Полная магнитная индукция сверхпроводника второго рода может быть представлена в виде:

$$B(\rho, \varphi) = B_1(\rho) + B_2(\rho, \varphi), \quad (2)$$

где $B_1(\rho)$ - индукция мейсснеровских токов, удовлетворяющая следующему уравнению со следующими граничными условиями:

$$\frac{\partial^2 B_1}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B_1}{\partial \rho} - B_1 = 0, \quad (3)$$

$$B_1(r) = H_0, \quad B_1(b) = 0,$$

а $B_2(\rho, \varphi)$ - индукция, создаваемая протонным вихрем и определяемая нижеследующим уравнением с соответствующими граничными условиями:

$$\frac{\partial^2 B_2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B_2}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 B_2}{\partial \varphi^2} - B_2 = -\frac{2\pi}{\kappa \rho} \delta(\varphi) \delta(\rho - \rho_0), \quad (4)$$

$$B_2(r, \varphi) = 0, \quad B_2(b, \varphi) = 0,$$

Тогда решение (2) уравнения (1) имеет следующий вид:

$$B(\rho, \varphi) = \frac{H_0}{D_0} [K_0(b)I_0(\rho) - I_0(b)K_0(\rho)] + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m(\rho) e^{im\varphi}, \quad (5)$$

где функции $B_m(\rho)$ определяются следующим образом:

$$B_m(\rho) = \frac{D_{3m}(\rho_0)}{\kappa D_{4m}} [K_m(r)I_m(\rho) - I_m(r)K_m(\rho)], \quad r \leq \rho \leq \rho_0,$$

$$B_m(\rho) = \frac{D_{5m}(\rho_0)}{\kappa D_{4m}} [K_m(b)I_m(\rho) - I_m(b)K_m(\rho)], \quad \rho_0 \leq \rho \leq b. \quad (6)$$

Здесь коэффициенты выражаются через модифицированные функции Бесселя $I_m(\rho)$ и функции Макдональда $K_m(\rho)$ так:

$$D_{3m}(\rho_0) = K_m(b)I_m(\rho_0) - I_m(b)K_m(\rho_0),$$

$$D_{4m} = I_m(r)K_m(b) - I_m(b)K_m(r), \quad D_0 = D_{40}, \quad (7)$$

$$D_{5m}(\rho_0) = K_m(r)I_m(\rho_0) - I_m(r)K_m(\rho_0).$$

Здесь ρ_0 , 0 и ρ, φ - соответственно цилиндрические координаты вихря и точки, в которых определяется магнитное поле. Отметим, что первое слагаемое в (5) представляет индукцию мейсснеровских токов, а второе - индукцию, создаваемую протонным вихрем.

Для определения величины магнитного поля H_0 в сердцевине нужно использовать условие квантования магнитного потока и второе уравнение ГЛ, которое в условиях "пре"-фазы ($\kappa \gg 1$, $H_0 \ll H_{C2}$), имеет следующий вид:

$$\text{rot } \bar{B} = \frac{1}{\kappa} \nabla \theta - \bar{A} + \frac{k}{\kappa \rho} \bar{e}_\varphi, \quad (8)$$

где θ - фаза волновой функции сверхпроводящих протонов, \bar{A} - векторный потенциал, \bar{e}_φ - азимутальный орт. Последнее слагаемое в (8) представляет собой ток увлечения протонов нейтронами. Интегрируя уравнение (8) по контуру сердцевины, получаем

$$r \int_0^{2\pi} \text{rot}_\varphi \bar{B}(r) d\varphi = \frac{2\pi}{\kappa} (n+k) - \pi r^2 H_0. \quad (9)$$

Подставляя решение (5) в уравнение (9) и интегрируя, получаем

$$H_0 = \frac{2}{\kappa r^2} \left[(n+k) \frac{D_{40}}{D_1} + \frac{D_{30}(\rho_0)}{D_1} \right], \quad (10)$$

где коэффициенты D_1 и D_2 определяются следующим образом:

$$D_1 = I_2(r)K_0(b) - K_2(r)I_0(b), \quad D_2 = K_0(b)I_1(r) + I_0(b)K_1(r). \quad (11)$$

Первое слагаемое (10) - это поле, создаваемое n - квантами магнитного потока, захваченного сердцевинной. Второе слагаемое (10) - собственное поле нейтронного вихря. Это поле создается в сердцевине вихря током увлечения и оно не квантуется. Третье слагаемое (10) представляет поле в сердцевине, создаваемое протонной вихревой нитью. При $\kappa^{-1} \ll r < \rho_0 < b < 1$ имеем:

$$\frac{D_{40}}{D_1} = \frac{K_0(r)}{K_2(r)}, \quad \frac{D_{30}(\rho_0)}{D_1} = \frac{K_0(\rho_0)}{K_2(r)}, \quad \frac{D_2}{D_{40}} = -\frac{K_1(r)}{K_0(r)}, \quad \frac{D_{30}(\rho_0)}{D_{40}} = \frac{K_0(\rho_0)}{K_0(r)}. \quad (12)$$

Учитывая, что при $r \ll 1$, $K_2(r) \sim 2r^{-2}$ окончательно получим:

$$H_0 = \frac{k}{\kappa} K_0(r) + \frac{n}{\kappa} K_0(r) + \frac{1}{\kappa} K_0(\rho_0). \quad (13)$$

При приближении протонной нити к сердцевине, поле H_0 непрерывно увеличивается. В тот момент, когда $\rho_0 = r$, протонная нить исчезнет, связанные с нею токи совпадут с токами, обтекающими сердцевину, и, следовательно, H_0 станет равным $(n+1+k)K_0(r)/\kappa$. Таким образом, сердцевина захватывает еще один квант магнитного потока. Отметим, что выражение поля (13) было получено в работе [4].

Используя разложения модифицированных функций Бесселя при больших значениях аргументов ($r \gg \lambda$, $\rho_0 \gg \lambda$, $b \gg \lambda$), получим для H_0 следующее выражение (в размерных единицах):

$$H_0 = \frac{\Phi_0}{\pi r^2} \left[(n+k) + \sqrt{\frac{r}{\rho_0}} \exp\left(-\frac{\rho_0 - r}{\lambda}\right) \right]. \quad (14)$$

Это выражение отличается от полученного в работе [5] предэкспоненциальным множителем. Отметим, что выражение (13) соответствует типичным условиям в ядре нейтронной звезды.

3. *Термодинамический потенциал Гиббса одиночного протонного вихря.* Следуя работе [4], запишем термодинамический потенциал Гиббса сверхпроводящей системы во внешнем магнитном поле $H(\rho)$ в виде:

$$G = \int_V \left[\bar{B}^2 + (\text{rot } \bar{B})^2 \right] dV - 2 \int_V \bar{B} \bar{H} dV. \quad (15)$$

Первый интеграл в (15) - это свободная энергия системы \mathcal{Z} . Следуя работам [7,11] и подставляя в (15) решения (5), (6) и (10), получим следующее выражение свободной энергии \mathcal{Z} :

$$\mathfrak{Z} = -\frac{2\pi r H_0^2 D_2}{D_{40}} + \frac{2\pi}{\kappa} B_2(\rho_0 - \kappa^{-1}, 0), \quad (16)$$

где

$$B_2(\rho_0 - \kappa^{-1}, 0) = \frac{1}{\kappa} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{D_{3m}(\rho_0)}{D_{4m}} [K_m(r) I_m(\rho_0 - \kappa^{-1}) - I_m(r) K_m(\rho_0 - \kappa^{-1})]. \quad (17)$$

Тогда в пределе $\kappa^{-1} \ll r < \rho_0 < b < 1$ выражение для свободной энергии запишется в виде:

$$\mathfrak{Z} = \mathfrak{Z}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_0^2} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{\rho_0^2}{b^2} \right) + (n+k) K_0(\rho_0) - \frac{I_0^2(\rho_0) K_0(b)}{I_0(b)} \right], \quad (18)$$

$$\mathfrak{Z}_0 = \frac{4\pi}{\kappa} \left[H_{C1} + \frac{(n+k)^2}{2\kappa} K_0(r) \right]. \quad (19)$$

Здесь \mathfrak{Z}_0 - часть свободной энергии системы, которая представляет собой сумму собственных энергий протонной вихревой нити и сердцевины с магнитным потоком $(n+k)\Phi_0$. Первое слагаемое в (18) дает энергию притяжения между протонной нитью и ее зеркальным изображением относительно поверхности сердцевины, второе слагаемое - это энергия притяжения между нитью и ее зеркальным изображением относительно наружной поверхности радиуса b , третье - энергия взаимодействия нити с сердцевинной. Для случая $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$, $1 \ll \rho_0 \ll b$, эта формула переходит в формулу (12) работы [4]. В формуле (19) использовано известное выражение для первого критического поля H_{C1} при $\kappa \gg 1$: $H_{C1} = (2\kappa)^{-1} \ln \kappa$.

Вычислим второй интеграл в формуле (15). Используя для этого следующее выражение для напряженности магнитного поля увлечения [2]:

$$H(\rho) = (k/\kappa) \ln(b/\rho), \quad (20)$$

получаем:

$$-2 \int_V \mathbf{B} H dV = \frac{4\pi k}{\kappa} H_0 \left[\frac{D_2 r}{D_{40}} \ln \frac{b}{r} + 1 \right] + \frac{4\pi k}{\kappa^2} \left[\frac{D_{30}(\rho_0)}{D_{40}} \ln \frac{b}{r} - \ln \frac{b}{\rho_0} \right]. \quad (21)$$

Учитывая, что в пределе $\kappa^{-1} \ll r < \rho_0 < b < 1$, $I_0(r) \sim 1$, $I_0(\rho_0) \sim 1$, $I_0(b) \sim 1$, и используя формулы (12), (18) и (21), запишем потенциал Гиббса системы (15) в виде $G = G(n+k) + G(\rho_0)$, где $G(n+k)$ - термодинамический потенциал системы без вихря, определяемый формулой (16) работы [4], а $G(\rho_0)$ - часть потенциала Гиббса, связанная с протонным вихрем:

$$G(\rho_0) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \kappa + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_0^2} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{\rho_0^2}{b^2} \right) + (n+2k) K_0(\rho_0) - k \ln \frac{b}{\rho_0} - \frac{1}{2} K_0(b) \right]. \quad (22)$$

Для случая $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$, $1 \ll \rho_0 \ll b$, эта же часть потенциала запишется в виде:

$$G(\rho_0) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2} \ln \kappa + (n+2k)K_0(\rho_0) - k \ln \frac{b}{\rho_0} \right]. \quad (23)$$

Имея потенциал Гиббса, мы можем определить силу, действующую на протонный вихрь в пределе $\kappa^{-1} \ll r < \rho_0 < b < 1$:

$$f = \left. \frac{\partial G}{\partial \rho_0} \right|_{\rho_0} = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[(n+2k)K_1(\rho_0) - \frac{r^2}{\rho_0(\rho_0^2 - r^2)} + \frac{\rho_0}{b^2 - \rho_0^2} - \frac{k}{\rho_0} \right]. \quad (24)$$

Второе слагаемое (24) - это сила, действующая на протонный вихрь со стороны внутреннего изображения, третье слагаемое - сила, действующая со стороны внешнего изображения, последнее слагаемое - сила, обусловленная током увлечения. Из формулы (24) следует, что энергетически выгодным оказывается захват сердцевинной только одного вихря.

Найдем силу, действующую на протонный вихрь, находящийся на наружной поверхности:

$$f = \left. \frac{\partial G}{\partial \rho_0} \right|_{\rho_0=b-\kappa^{-1}} = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{1}{2\kappa^{-1}} + \frac{n+k}{b} - \frac{r^2}{b^3} \right]. \quad (25)$$

Поскольку величина коэффициента увлечения порядка единицы, то главным слагаемым формулы (25) является первое слагаемое, и, следовательно, вблизи наружной поверхности на вихрь действует сила отталкивания. Для случая $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$, $1 \ll \rho_0 \leq b$, из формулы (23) следует, что на протонный вихрь действует сила притяжения со стороны тока увлечения.

Найдем силу, действующую на протонный вихрь вблизи наружной поверхности, для случая $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$, $1 \ll \rho_0 \leq b$:

$$f = \left. \frac{\partial G}{\partial \rho_0} \right|_{\rho_0=b-\kappa^{-1}} = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{3e^{-2\kappa^{-1}}}{2b} - \frac{k}{b} \right]. \quad (26)$$

Таким образом, вблизи наружной поверхности на вихрь действует сила отталкивания.

4. *Рождение пары вихрь-антивихрь током увлечения.* Пусть в нашей системе имеются вихрь и антивихрь, расположенные соответственно вдоль радиуса на расстояниях ρ_1 и ρ_2 от центра сердцевин. Переходя к цилиндрическим координатам и учитывая, что нити расположены в точках с координатами $(\rho_1, 0)$ и $(\rho_2, 0)$, запишем уравнение ГЛ в виде:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 B}{\partial \varphi^2} - B = -\frac{2\pi}{\kappa\rho} \delta(\varphi) \delta(\rho - \rho_1) + \frac{2\pi}{\kappa\rho} \delta(\varphi) \delta(\rho - \rho_2), \quad (27)$$

$$B(r, \varphi) = H_0, \quad B(b, \varphi) = 0.$$

Решение уравнения (27) по-прежнему определяется формулой (5). Коэффициенты $B_m(\rho)$ ряда Фурье определяются теперь таким образом:

$$B_m(\rho) = \frac{[D_{3m}(\rho_1) - D_{3m}(\rho_2)]}{\kappa D_{4m}} [K_m(r)I_m(\rho) - K_m(\rho)I_m(r)], \quad r \leq \rho \leq \rho_1, \quad (28)$$

$$B_m(\rho) = \frac{D_{3m}(\rho_1)}{\kappa D_{4m}} (K_m(b)I_m(\rho) - K_m(\rho)I_m(b)) + \\ + \frac{D_{3m}(\rho_2)}{\kappa D_{4m}} (K_m(\rho)I_m(r) - K_m(r)I_m(\rho)), \quad \rho_1 \leq \rho \leq \rho_2. \quad (29)$$

Значение $B_m(\rho)$ при $\rho_2 \leq \rho \leq b$ получается из (28) заменой D_{3m} на D_{5m} и $r \rightarrow b$. Для определения величины магнитного поля H_0 используем второе уравнение ГЛ (8). Подставляя (28) в решение (5) и интегрируя уравнение (8) по контуру этой сердцевине, получаем:

$$H_0 = \frac{2}{\kappa r^2} \left[(n+k) \frac{D_{40}}{D_1} + \frac{D_{30}(\rho_1)}{D_1} - \frac{D_{30}(\rho_2)}{D_1} \right]. \quad (30)$$

Третье слагаемое в (30) - это поле, создаваемое в сердцевине антивихрем. Учитывая (12), можно показать, что оно не квантуется и противоположно по направлению полю, создаваемому вихрем. Найдем потенциал Гиббса системы вихрь-антивихрь. Определим сперва свободную энергию системы. Используя формулы (27), (28) и (29), имеем для свободной энергии слоя единичной толщины следующее выражение:

$$\mathfrak{Z} = -\frac{2\pi r H_0^2 D_2}{D_{40}} + \frac{2\pi}{\kappa} B_2(\rho_1 - \kappa^{-1}, 0) + \frac{2\pi}{\kappa} B_2(\rho_2 - \kappa^{-1}, 0). \quad (31)$$

Используя решения уравнения (28) и (29), найдем второе слагаемое в формуле (31) для случая $\kappa^{-1} \ll r < \rho_1 < \rho_2 < b < 1$:

$$B_2(\rho_1 - \kappa^{-1}, 0) = \frac{1}{\kappa} \left[K_0(\kappa^{-1}) - \frac{K_0^2(\rho_1)}{K_0(r)} + \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_1^2} \right) + \ln \left(1 - \frac{\rho_1^2}{b^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{K_0(\rho_1)K_0(\rho_2)}{K_0(r)} - \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_1\rho_2} \right) - \ln \left(1 - \frac{\rho_1\rho_2}{b^2} \right) - K_0(\rho_2 - \rho_1) \right]. \quad (32)$$

Для случая $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$, $1 \ll \rho_1 < \rho_2 \ll b$ это же слагаемое запишется в виде:

$$B_2(\rho_1 - \kappa^{-1}, 0) = \frac{1}{\kappa} \left[K_0(\kappa^{-1}) - \frac{K_0^2(\rho_1)}{K_0(r)} + \frac{K_0(\rho_1)K_0(\rho_2)}{K_0(r)} - K_0(\rho_2 - \rho_1) \right]. \quad (33)$$

Третье слагаемое в (31) получается заменой в (32) и (33) $\rho_1 \rightarrow \rho_2$, $\rho_2 \rightarrow \rho_1$. Для свободной энергии в первом случае имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \mathfrak{Z} = \mathfrak{Z}_0 + \frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_1^2} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_2^2} \right) - \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_1 \rho_2} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{\rho_1^2}{b^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{\rho_2^2}{b^2} \right) - \ln \left(1 - \frac{\rho_1 \rho_2}{b^2} \right) - K_0(\rho_2 - \rho_1) + (n+k)[K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)] \right\}. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь \mathfrak{Z}_0 - часть свободной энергии, представляющая собой сумму собственных энергий вихря, антивихря и сердцевин. Второе слагаемое в (34) представляет энергию взаимодействия между антивихрем и его зеркальным изображением относительно поверхности сердцевин, третье слагаемое - это энергия отталкивательного взаимодействия между вихрем и зеркальным изображением антивихря и между антивихрем и зеркальным изображением вихря, пятое слагаемое - энергия взаимодействия между антивихрем и его зеркальным изображением относительно наружной поверхности радиуса b , шестое слагаемое - энергия отталкивательного взаимодействия между вихрем и зеркальным изображением антивихря и между антивихрем и зеркальным изображением вихря относительно наружной поверхности, седьмое - энергия притяжения между вихрем и антивихрем. Для случая $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$, $1 \ll \rho_1 < \rho_2 \ll b$, эта формула переходит в формулу (29) работы [4].

Вычислим второй интеграл в выражении (15)

$$-2 \int_V BHdV = \frac{4\pi k}{\kappa} H_0 \left[\frac{D_2 r}{D_{40}} \ln \frac{b}{r} + 1 \right] + \frac{4\pi k}{\kappa^2} \left[\frac{D_{30}(\rho_1) - D_{30}(\rho_2)}{D_{40}} \ln \frac{b}{r} - \ln \frac{b}{\rho_1} + \ln \frac{b}{\rho_2} \right]. \quad (35)$$

где поле в сердцевине H_0 определяется формулой (30). Потенциал Гиббса системы есть:

$$G = G(n+k) + G(\rho_1, \rho_2), \quad (36)$$

где $G(n+k)$ - термодинамический потенциал системы в отсутствие вихрей, а $G(\rho_1, \rho_2)$ - часть потенциала, обусловленная существованием пары вихрь-антивихрь. Для случая $\kappa^{-1} \ll r < \rho_1 < \rho_2 < b < 1$ $G(\rho_1, \rho_2)$ задается формулой:

$$\begin{aligned} G(\rho_1, \rho_2) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \ln k + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_1^2} \right) \left(1 - \frac{r^2}{\rho_2^2} \right) - \ln \left(1 - \frac{r^2}{\rho_1 \rho_2} \right) + k \ln \frac{b}{\rho_2} - k \ln \frac{b}{\rho_1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{\rho_1^2}{b^2} \right) \left(1 - \frac{\rho_2^2}{b^2} \right) - \ln \left(1 - \frac{\rho_1 \rho_2}{b^2} \right) - K_0(\rho_2 - \rho_1) + (n+2k)[K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)] \right\}. \end{aligned} \quad (37)$$

Для случая, $\kappa^{-1} \ll r \ll 1$, $1 \ll \rho_1 < \rho_2 \ll b$ эта часть потенциала запишется в виде:

$$G(\rho_1, \rho_2) = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left\{ \ln k + k \ln \frac{b}{\rho_2} - k \ln \frac{b}{\rho_1} - K_0(\rho_2 - \rho_1) + (n+2k)[K_0(\rho_1) - K_0(\rho_2)] \right\}. \quad (38)$$

Потенциалы (37) и (38) удовлетворяют необходимым условиям в

отсутствие антивихря, выражения $G(\rho_1, \rho_2)$ совпадают с (22) и (23): при наличии в системе вихря и антивихря $G(\rho_1, \rho_2) = 0$ при любом значении $\rho_1 = \rho_2 = \rho_0$. Это равенство означает, что присутствие в системе вихря и антивихря в одной и той же точке ρ_0 не меняет энергию, поскольку их поля взаимно компенсируют друг друга, и не меняет параметр порядка сверхпроводящих протонов. Следовательно, в любой точке сверхпроводящей системы возможно флуктуационное зарождение пары вихрь-антивихрь, для чего не требуется затраты энергии. Однако при раздвижке вихря и антивихря на них действуют противоположно направленные силы. Действительно, из (37) и (38) следует, что вихрь и антивихрь притягиваются друг к другу, в то же время ток увлечения стремится их раздвинуть, смещая вихрь к сердцевине, а антивихрь - наружу.

Используя потенциал (37), найдем силу, действующую на протонный антивихрь вблизи наружной поверхности радиуса b ($b < 1$). Предположим, что вихрь находится в точке с координатами $b - 2\kappa^{-1}, 0$, а антивихрь в точке $b - \kappa^{-1}, 0$. Сила, действующая на антивихрь, находящийся на расстоянии κ^{-1} от вихря, определяется так:

$$f = \left. \frac{\partial G(b - 2\kappa^{-1}, \rho_2)}{\partial \rho_2} \right|_{\rho_2 = b - \kappa^{-1}} = -\frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{5}{6\kappa^{-1}} + \frac{n+k}{b} \right]. \quad (39)$$

Из формулы (39) видно, что сила, действующая на антивихрь, всегда направлена к сердцевине нейтронного вихря. Таким образом, на расстояниях $\rho_2 = b - \kappa^{-1}$ для системы вихрь-антивихрь существует барьер, препятствующий их раздвижке.

Предположим, что вихрь находится на расстоянии $R \gg 1$ от центра сердцевины, а в результате флуктуаций в системе антивихрь удалится от вихря на расстояние $d > 1$. Используя потенциал (38), найдем силу, действующую на антивихрь:

$$f = -\frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2d}} e^{-d} - \frac{k}{R+d} \right]. \quad (40)$$

Барьер исчезнет в точке d_0 , в которой выполняется условие $f = 0$. Для расстояний $d > d_0$ сила отталкивания будет доминировать и антивихрь двинется к внешней границе b ($b \gg 1$).

Рассмотрим теперь образования пары вихрь-антивихрь вблизи наружной поверхности радиуса b ($b \gg 1$). Предположим, что вихрь находится в точке с координатами $b - d - \kappa^{-1}, 0$, а антивихрь в точке $b - \kappa^{-1}, 0$. Тогда сила, действующая на антивихрь, находящийся в результате флуктуаций в системе на расстоянии $d > 1$ от вихря, определяется так:

$$f = \frac{4\pi}{\kappa^2} \left[\frac{k}{b} + \frac{3e^{-2\kappa^{-1}}}{2b} - \sqrt{\frac{\pi}{2d}} e^{-d} - \frac{3e^{-d}}{2b\sqrt{1-d/b}} \right]. \quad (41)$$

Здесь первое слагаемое - это сила отталкивания, вызванная током увлечения, второе - это сила отталкивания, обусловленная взаимодействием с наружной поверхностью, третье - сила притяжения между вихрем и антивихрем. Следовательно взаимодействие антивихря с поверхностью приводит к появлению дополнительной силы отталкивания, сравнимой по величине с силой, обусловленной током увлечения. Барьер, препятствующий раздвижке, опять исчезнет в точке d_0 , в которой выполняется условие $f=0$. Таким образом, вблизи наружной поверхности создаются наиболее благоприятные условия для флуктуационного образования пары вихрь-антивихрь и ее последующей раздвижки.

После раздвижки вихря и антивихря для потенциала Гиббса $G_0(\rho_1)$, оставшегося в системе протонного вихря, согласно формуле (38) имеем:

$$G_0(\rho_1) = \frac{4\pi}{\kappa} [H_{C1} - H(\rho_1)], \quad (42)$$

и возникновение протонного вихря возможно только в той области, где $H(\rho_1) > H_{C1}$.

Авторы благодарят Д.М.Седракяна за полезные обсуждения.

Авторы выражают благодарность гранту CRDF/NFSAT ARP2-3232-YE-04 за финансовую поддержку.

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

ON THE FLUCTUATIONAL MECHANISM OF FORMATION OF PROTON VORTICES IN THE SUPERFLUID CORE OF A NEUTRON STAR

K.M.SHAHABASYAN, M.K.SHAHABASYAN

The Gibbs thermodynamic potential of a proton vortex, interacting with normal core of a neutron vortex of radius $r \ll \lambda$ parallel to it (λ is the depth of penetration) and with outer boundary of the neutron vortex of radius b , is calculated. It is shown that under this assumption, the capture by the core of only one vortex is energetically favorable. The force exerted on the proton vortex by the entrainment current, always directed towards

the core, is found. The corresponding force for a proton antivortex is directed outward toward the outer boundary of the neutron vortex. The solution of the Ginzburg-Landau equation of the proton vortex-antivortex system is found and the Gibbs potential is calculated. It is shown, that the fluctuational formation of a proton vortex-antivortex pair is possible at a large distance from the core. Under the action of the entrainment current, the antivortex travels outward, while the vortex remains inside the neutron vortex. It is shown, that the best conditions for the fluctuational formation of the pair and its following separation exist near the outer boundary. It is shown, that the formation of new proton vortices is possible only in the region, in which the entrainment magnetic field strength is $H(\rho) > H_{C1}$ (H_{C1} - lower critical field).

Key words: *stars: neutron: superfluid core*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, *Астрофизика*, **16**, 727, 1980.
2. Д.М.Седракян, *Астрофизика*, **18**, 417, 1982.
3. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, *Астрофизика*, **19**, 303, 1983.
4. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, *Астрофизика*, **42**, 225, 1999.
5. Р.М.Арутюнян, В.Л.Гинзбург, Г.В.Жарков, *Ж. Эксперим. и теор. физ.*, **111**, 2175, 1997.
6. D.J. Van Harlingen, D.F.Heidel, J.C.Garland, *Phys. Rev.*, **B21**, 1842, 1980.
7. Г.С.Мкртчян, В.В.Шмидт, *Ж. Эксперим. и теор. физ.*, **61**, 367, 1971.
8. К.М.Шахабасян, *Астрофизика*, **25**, 533, 1986.
9. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, Ю.М.Брук, *Астрофизика*, **40**, 497, 1997.
10. M.V.Baldo, J.Cignoni, A.Lejeune, U.Lombardo, *Nucl. Phys. A*, **536**, 349, 1992.
11. В.В.Шмидт, *Ж. Эксперим. и теор. физ.*, **61**, 398, 1971.

РОЛЬ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ В РАДИАЦИОННО-ДОМИНАНТНОЙ ЭПОХЕ РАЗВИТИЯ ВСЕЛЕННОЙ

Р.М.АВАКЯН, Г.Г.АРУТЮНЯН

Поступила 6 июня 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

Актуальной проблемой при теоретическом исследовании эволюции Вселенной является ее ускоренное расширение, обнаруженное в последнее время. Причиной такого поведения предположительно является наличие темной энергии, по определенным оценкам составляющей 70% состава Вселенной, которая генерирует "силы отталкивания". В предлагаемой работе построение космологической модели, учитывающей наличие темной энергии, осуществляется в рамках тензорно-скалярной теории Йордана-Бранса-Дикке с доминирующим неминимально связанным скалярным полем при наличии космологического скаляра. Рассматривается радиационно-доминантная эпоха.

Ключевые слова: *космология; гравитационный скаляр; темная энергия; ускоренное расширение*

1. *Введение.* Современные представления о Вселенной свидетельствуют в пользу введения в ОТО космологической постоянной, что, по существу, связано с предположением о наличии негравитационного источника, для которого $\epsilon + 3p < 0$ (ϵ - плотность энергии, p - давление). Это обеспечивает ускоренное расширение Вселенной, а указанный источник принято называть темной энергией. Однако здесь существует проблема несоответствия теоретических предсказаний для величины космологической постоянной [1]. В связи с этим делаются попытки введения аналогичного понятия в рамках тензорно-скалярных теорий. В настоящей статье рассматриваются космологические решения в собственном представлении тензорно-скалярной теории Йордана-Бранса-Дикке с доминирующим неминимально связанным скалярным полем при наличии космологического скаляра, переходящего в эйнштейновском представлении в обычную космологическую постоянную [2]. Задача решена для радиационно-доминантной эпохи. Выполнен численный расчет для моделей, различающихся безразмерной константой связи ζ .

2. *Конформное соответствие теории Йордана-Бранса-Дикке и ОТО.* Конформным преобразованиям, помимо известного математического содержания, можно придать также физический смысл, связав их с масштабным преобразованием единиц измерения. Эта идея впервые появилась в работах Вейля [3], Эддингтона [4], Дикке [5].

Допустим, что в пространстве V_4 выполняются уравнения тензорно-скалярной теории гравитации, которые получаются как результат независимого варьирования действия

$$W = \int (\sqrt{-g}) \left[-F(\varphi)R + \frac{1}{2} \Phi(\varphi) g^{\mu\nu} \varphi_{,\mu} \varphi_{,\nu} + L_m \right] d^4 x$$

по $g_{\mu\nu}$ и φ (здесь L_m - плотность функции Лагранжа вещества и негравитационных полей, φ - гравитационный скаляр, а $\varphi_{,\mu} \equiv \partial\varphi/\partial x^\mu$). При переходе в конформно соответствующее пространство V^4

$$\bar{g}_{\mu\nu} = \frac{F(\varphi)}{F_0} g_{\mu\nu}, \quad F_0 = \text{const}$$

приходим к

$$\bar{W} = \int \sqrt{-\bar{g}} \left[-F_0 \bar{R} + \frac{1}{2} \bar{g}^{\mu\nu} \psi_{,\nu} \psi_{,\mu} + \bar{L}_m \right] d^4 x,$$

где $\psi_\alpha = \varphi_\alpha \sqrt{3 F_0 \frac{\dot{F}^2}{F^2} + F_0 \frac{\Phi}{F}}$, $\dot{F} = \frac{\partial F}{\partial \varphi}$.

Соответствующие уравнения имеют вид

$$\bar{G}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2F_0} (\bar{T}_{\alpha\beta}^m + \bar{T}_{\alpha\beta}^s), \quad \bar{g}^{\alpha\beta} \nabla_\alpha \psi_\beta = 0,$$

где

$$\bar{T}_{\alpha\beta}^s = \psi_\alpha \psi_\beta - \frac{1}{2} \bar{g}_{\alpha\beta} \bar{g}^{\mu\nu} \psi_{,\mu} \psi_{,\nu}.$$

Если выбрать $F_0 = 1/2\chi_0 = c^3/16\pi G$, то действие приведет к действию ОТО с минимально связанным скалярным полем, удовлетворяющим однородному волновому уравнению.

Точно так же, если за основу взять

$$W = \frac{1}{c} \int \sqrt{-g} \left[-\frac{c^4}{16\pi} y \left[R + 2\varphi(y) - \zeta \frac{y^\mu y_\mu}{y^2} \right] + L_m \right] d^4 x, \quad (1)$$

где $\varphi(y) = \frac{\Lambda}{y_0} y$, то в результате получится действие ОТО с космологической константой Λ и минимально связанным скалярным полем.

3. *Радиационно-доминантная эпоха при наличии неминимально связанного скалярного поля.* Рассматривается космологическая задача, соответствующая (1). Если метрика выбрана в виде

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) \right], \quad (2)$$

где $k=0$ для пространственно-плоского случая, $R(t)$ - масштабный фактор, то уравнения космологической задачи в собственном представлении теории

ИБД можно представить в виде (точкой обозначена временная производная)

$$\frac{1}{R^3} \frac{d}{dt} (\dot{y} R^3) = \frac{\kappa(1-3\alpha)}{(3+2\zeta)} \varepsilon, \quad (3)$$

$$3 \left(\frac{\dot{R}^2}{R^2} \right) = \frac{\kappa \varepsilon}{y} - \frac{3 \dot{R} \dot{y}}{R y} + \frac{\zeta}{2} \frac{\dot{y}^2}{y^2} + \frac{y}{y_0} \Lambda, \quad (4)$$

$$\frac{2 \ddot{R}}{R} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} = -\frac{\kappa p}{y} - \frac{\ddot{y}}{y} - \frac{2 \dot{R} \dot{y}}{R y} - \frac{\zeta}{2} \frac{\dot{y}^2}{y^2} + \frac{y}{y_0} \Lambda, \quad (5)$$

$$\dot{\varepsilon} = -3 \frac{\dot{R}}{R} (\varepsilon + p), \quad \varepsilon = \varepsilon_0 / R^4. \quad (6)$$

Здесь $p = \alpha \varepsilon$, в нашем случае $\alpha = 1/3$.

Поскольку из (3) следует

$$\dot{y} R^3 = D = \text{const},$$

то естественно ввести $y = Df(t)/R^2$, откуда перейдя к дифференцированию по η ($d\eta = dt/R$), получим

$$f' - 1 = 2 \dot{R} f, \quad (7)$$

где штрих обозначает производную по η .

С учетом (6) и (7) уравнение (4) можно представить в виде

$$\dot{R}^2 f^2 + \dot{R} f - \left(\frac{\kappa \varepsilon_0}{3D} f + \frac{\Lambda D}{3y_0} f^3 + \frac{\zeta}{6} \right) = 0. \quad (8)$$

Решая это квадратное уравнение относительно $\dot{R} f$

$$\dot{R} f = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\kappa \varepsilon_0}{3D} f + \frac{\Lambda D}{3y_0} f^3 + \frac{\zeta}{6}}, \quad (9)$$

и учитывая (7), получаем уравнение, определяющее функцию $f(\eta)$

$$f' = \pm \sqrt{1 + \frac{2\zeta}{3} + \frac{4\kappa \varepsilon_0}{3D} f + \frac{4\Lambda D}{3y_0} f^3}. \quad (10)$$

Если ввести неопределенные множители α и β

$$f = \alpha F, \quad \tau = \frac{\eta}{\beta}$$

и выбрать их следующим образом

$$\alpha^2 = \frac{4\kappa \varepsilon_0 y_0}{\Lambda D^2}, \quad \beta^4 = \frac{9 y_0}{4\kappa \varepsilon_0 \Lambda},$$

то (10) можно привести к виду

$$\frac{dF}{d\tau} = \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{\alpha^2} \left(1 + \frac{2}{3} \zeta \right) + F + \frac{F^3}{4}}, \quad \frac{\alpha^2}{\beta^2} = \frac{8}{3D^2} \sqrt{\kappa^3 \varepsilon_0^3 \frac{y_0}{\Lambda}}, \quad (11)$$

где F - функция Вейерштрасса [6].

4. Коэффициент "замедления" в рамках собственного представления теории ЙБД. Из (7) имеем

$$\frac{R'}{R} = \dot{R} = \frac{\alpha \frac{dF}{d\tau} - 1}{2\alpha F},$$

откуда $\frac{R''}{R} - \frac{R'^2}{R^2} = \frac{f''}{df} - \frac{(f'-1)f'}{2f^2}$ и для коэффициента "замедления" $q = \ddot{R}R/\dot{R}^2$ [7] получаем

$$q = \frac{R''R}{R'^2} - 1 = \frac{2ff'' - 2f'^2 + 2f'}{(f'-1)^2}. \quad (12)$$

Учитывая (10), получим

$$f'' = \frac{2}{3} \left(\frac{\kappa \epsilon_0}{D} + \frac{3\Lambda D}{y_0} f^2 \right), \quad (13)$$

откуда

$$q = \frac{\frac{2}{3} f \left(\frac{\kappa \epsilon_0}{D} + \frac{3\Lambda D}{y_0} f^2 \right)}{(f'-1)^2} - \frac{2f'}{f'-1}. \quad (14)$$

Результаты численных расчетов $q(t)$ для рассматриваемой радиационно-доминантной эпохи представлены на рис.1, где кривая 1 соответствует значению $\zeta = 1$, вторая - $\zeta = 100$, третья - $\zeta = 1000$. Четко прослеживается тенденция убывания максимального положительного значения q_{\max} в течение времени, причем на современном этапе развития Вселенной $q \rightarrow +1$.

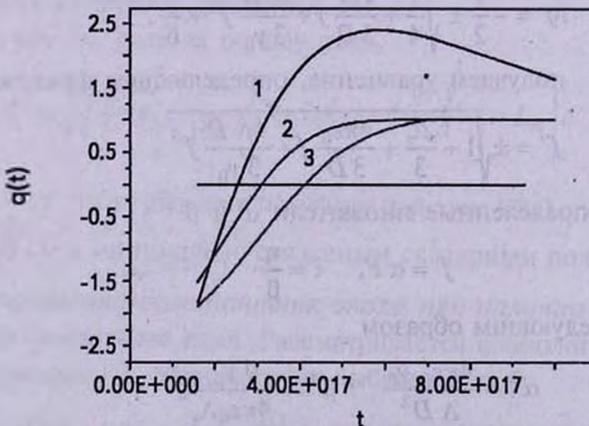


Рис.1. Зависимость "коэффициента замедления" q от времени

5. Коэффициент "замедления" q в рамках эйнштейновского представления. В случае, когда уравнение состояния $p = \alpha \epsilon$, коэффициент q принимает вид

$$q = 1 - \frac{1}{2} \frac{\left(\frac{nE_n}{3a^n} + \frac{6c}{a^6} \right)}{\left(\frac{E_n}{3a^n} + \frac{\Lambda}{3} + \frac{c}{a^6} \right)}, \quad (15)$$

где

$$E_n = \frac{8\pi}{y_0} \varepsilon_0 a_0^n, \quad c = \frac{4\pi c^2}{3y_0}, \quad n = 3(1 + \alpha).$$

Для радиационно-доминантной эпохи ($P = (1/3)\rho$, $\alpha = 1/3$, $n = 4$),

$$q = -1 + \frac{\left(\frac{2\Lambda}{3} - \frac{c}{a^6} \right)}{\left(\frac{E_4}{3a^4} + \frac{\Lambda}{3} + \frac{c}{a^6} \right)} \quad (16)$$

и условие $q \geq 0$ можно представить в виде

$$\Lambda \geq \frac{8\pi}{y_0} \varepsilon_0 \frac{a_0^4}{a^4} + \frac{8\pi c^2}{y_0 a^6} = \frac{8\pi}{y_0} \left(\varepsilon_0 \frac{a_0^4}{a^4} + \frac{c^2}{a^6} \right), \quad (17)$$

т.е. ускоренное расширение Вселенной и в этом случае возможно только после определенного момента эволюции, определяемого из (17).

6. Коэффициент "замедления" q в случае доминирования конформно-связанного скалярного поля. Преобразованием Бекенштейна [8]

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = \frac{1}{4} z^{(n+1)\gamma n} [1 + z^{-n}]^2 g_{\mu\nu},$$

$$\psi = \frac{6}{\chi} \frac{(z^n - 1)}{(z^n + 1)}, \quad n = \sqrt{\frac{3+2r}{3}}, \quad z = \left(\frac{y}{y_0} \right)^n$$

действие (1) ($\varphi(y) = 0$) преобразуется в действие в случае конформно-связанного скалярного поля

$$W^{(c)} = \int \left[- \left(\frac{1}{2\chi} - \frac{\psi^2}{12} \right) R + \frac{1}{2} (\nabla\psi)^2 \right] \sqrt{-g} d^4x. \quad (18)$$

Уравнения, полученные в результате независимого варьирования по $g_{\mu\nu}$ и ψ , имеют вид

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \chi T_{\mu\nu}^{(c)}, \quad (19)$$

$$\nabla^2 \psi - \frac{R}{6} \psi = 0, \quad (20)$$

$$T_{\mu\nu}^{(c)} = \nabla_\mu \psi \nabla_\nu \psi - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (\nabla\psi)^2 - \frac{1}{6} \nabla_\mu \nabla_\nu \psi^2 + \frac{1}{6} g_{\mu\nu} \nabla^2 \psi^2 + \frac{\psi^2}{6} \left(R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \right). \quad (21)$$

Уравнение (19) можно заметно упростить, если учесть, что

$$\begin{aligned} \frac{1}{6} \nabla_{\mu} \nabla_{\nu} \Psi^2 &= \frac{1}{3} \nabla_{\mu} (\Psi \nabla_{\nu} \Psi) = \frac{1}{3} \nabla_{\mu} \Psi \nabla_{\nu} \Psi + \frac{\Psi}{3} \nabla_{\mu} \nabla_{\nu} \Psi, \\ \frac{1}{6} g_{\mu\nu} \nabla^2 \Psi^2 &= \frac{1}{6} g_{\mu\nu} g^{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \nabla_{\beta} \Psi^2 = \frac{1}{3} g_{\mu\nu} g^{\alpha\beta} \nabla_{\alpha} \Psi \nabla_{\beta} \Psi + \frac{\Psi}{3} g_{\mu\nu} \nabla^2 \Psi. \end{aligned} \quad (22)$$

Тогда

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \chi \left(1 - \frac{k \Psi^2}{6} \right)^{-1} \tau_{\mu\nu}^{(c)}, \quad (23)$$

где

$$\tau_{\mu\nu}^{(c)} = \frac{2}{3} \nabla_{\mu} \Psi \nabla_{\nu} \Psi - \frac{1}{6} g_{\mu\nu} (\nabla \Psi)^2 - \frac{\Psi}{3} \nabla_{\mu} \nabla_{\nu} \Psi + \frac{\Psi}{3} g_{\mu\nu} \nabla^2 \Psi. \quad (24)$$

Свертка последнего выражения дает $\Psi \nabla^2 \Psi$, поэтому свертка полевого уравнения сводится к

$$-R \left(1 - \frac{\chi \Psi^2}{6} \right) = \frac{\chi R \Psi^2}{6} \Rightarrow R = 0 \Rightarrow \nabla^2 \Psi = 0. \quad (25)$$

Таким образом, как минимально связанное, так и конформно-связанное скалярные поля определяются одинаковыми уравнениями, но с различными тензорами энергии-импульса.

По поводу (18) можно сделать еще одно интересное замечание. Если ввести обозначение

$$\Phi = \frac{1}{2\chi} - \frac{\Psi^2}{12}, \quad (26)$$

то (18) приводится к виду

$$W = \int \left(-R \Phi + \frac{3}{2} \omega \frac{(\nabla \Phi)^2}{\Phi} \right) \sqrt{-g} d^4 x, \quad (27)$$

где $\omega = \frac{\Phi}{(1/2\chi) - \Phi}$, откуда следует, что при $\Phi \gg 1/2\chi$, $\omega \rightarrow -1$ и в результате (18) сводится к действию теории ЙБД с $\zeta = -3/2$, т.е.

$W = \int \left(-R \Phi - \frac{3}{2} \frac{(\nabla \Phi)^2}{\Phi} \right) \sqrt{-g} d^4 x$. Некорректность такого варианта теории ЙБД отмечалась еще в [9], поскольку в этом случае 10 уравнений определяют 11 величин.

Традиционная космологическая задача в рамках этой теории описывается уравнениями

$$\frac{3\dot{a}^2}{a^2} = \chi \epsilon, \quad (28)$$

$$\frac{2\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} = -\chi P, \quad (29)$$

$$R = 0 \Rightarrow \frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{\dot{a}^2}{a^2}, \quad (30)$$

$$\dot{\Psi} = \frac{c}{a^3}, \quad 3\frac{\dot{a}}{a} = -\frac{\ddot{\Psi}}{\dot{\Psi}}, \quad (31)$$

где $\varepsilon = \varepsilon^{(c)} + \varepsilon_{rad}$, $P = P^{(c)} + P_{rad}$ ($\varepsilon^{(c)}$, $P^{(c)}$ и ε_{rad} , P_{rad} - соответственно плотность энергии и давление скалярного поля и поля излучения). Действительно, исходя из (24), представив тензор энергии-импульса скалярного поля в виде $T_{\nu}^{(c)\mu} = -P^{(c)}\delta_{\nu}^{\mu} + (\rho^{(c)} + P^{(c)})U_{\nu}U^{\mu}$, можно по аналогии для скалярного поля ввести понятия плотности и давления:

$$\varepsilon^{(c)} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\chi\Psi^2}{6}\right)} \left(\frac{\dot{\Psi}^2}{2} - \frac{\Psi\ddot{\Psi}}{3}\right), \quad (32)$$

$$P^{(c)} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\chi\Psi^2}{6}\right)} \left(\frac{\dot{\Psi}^2}{6} + \frac{\dot{a}}{3a}\Psi\dot{\Psi}\right), \quad (33)$$

откуда следует

$$P^{(c)} = \frac{1}{3}\varepsilon^{(c)}. \quad (34)$$

Интегрирование системы уравнений дает следующий результат

$$\Psi = -\frac{c}{c_1 a} + c_3, \quad a = \sqrt{2c_1 t + c_2}, \quad q = \frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = -1. \quad (35)$$

В случае доминирования конформно-связанного скалярного поля, подставляя (35) в (29), получим

$$c_1^2 \left(3 - \frac{\chi}{2}c_3^2\right) = 0 \quad (36)$$

Поскольку $c_1 = 0$ не имеет смысла в рамках поставленной задачи, то $|c_3| = \sqrt{6/\chi}$. Понятно, что при наличии радиации постоянные интегрирования будут другими.

Из ковариантного постоянства тензора энергии-импульса $T_{\nu}^{\mu} = -P\delta_{\nu}^{\mu} + (\rho + P)u_{\nu}u^{\mu}$ следует

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{3\dot{a}}{a}(P + \varepsilon), \quad (37)$$

откуда при условии $P = (1/3)\varepsilon$, получим $\dot{\varepsilon}/\varepsilon = -4(\dot{a}/a)$.

7. Заключение. Таким образом, мы приходим к следующим выводам:

а) Наличие гравитационного скаляра создает возможность ускоренного расширения Вселенной и в радиационно-доминантной эпохе.

б) Наличие конформно-связанного скалярного поля соответствует эволюционному развитию Вселенной с коэффициентом $q = -1$, т.е.

замедленному расширению.

Эта модель интересна тем, что трансформируя действие (18), а именно, отбросив член $-R/2\chi$ и добавив хиггсовский потенциал [10], получаем

$$W = \int \sqrt{-g} \left[\frac{1}{12} R \varphi^2 + \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \psi_\alpha \psi_\beta - \frac{1}{12} \lambda \psi^4 \right] d^4 x. \quad (38)$$

(38) можно конформно преобразовать так, чтобы потенциал скалярного поля обратился в константу, а "кинетический" член поглотился бы добавками, обусловленными конформным фактором. Преобразование это имеет вид

$$\hat{\psi} = \frac{\psi}{\chi} = \varepsilon = \text{const} \Rightarrow \psi = \varepsilon \chi, \quad \hat{g}_{\alpha\beta} = \chi^2 g_{\alpha\beta}$$

и в результате

$$\hat{W} = \int \sqrt{-\hat{g}} \left[-\frac{1}{2\hat{k}} (\hat{R} + 2\Lambda) \right] d^4 x, \quad (39)$$

где введены обозначения $\hat{k} = -6/\varepsilon^2$, $\Lambda = (1/2)\lambda\varepsilon^2$ т.е. конформным скалярным полем создается эйнштейновское гравитационное поле.

Кафедра теоретической физики им.акад. Г.С.Саакяна, ЕГУ,
Армения, e-mail: rolavag@freenet.am ghar@freenet.am

ROLE OF A SCALAR FIELD IN THE RADIATION DOMINATED EPOCH OF THE UNIVERSE EVOLUTION

R.M.AVAKYAN, G.H.HAROUTUNYAN

Recently discovered accelerating expansion of the Universe is of current importance in the theoretical investigation of the Universe evolution. Presumably the reason of such a behavior is the presence of dark energy which by certain estimates constitutes 70% of the Universe content and generates "repulsive forces". In the present work the construction of the cosmological model which takes into account the presence of dark energy is realized within the framework of Jordan-Brans-Dicke tensor-scalar theory with dominating non-minimally coupled scalar field in the presence of the cosmological scalar. The radiation dominated epoch is considered.

Key words: *cosmology: cosmological scalar: dark energy: accelerating expansion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Weinberg*, Rev. of Modern Physics **61**, 1, 1989.
2. *Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян*, Астрофизика, **48**, 633, 2005.
3. *H.Weyl*, Raum, Zeit, Materie, Berlin, 1923.
4. *A.Eddington*, Fundamental Theory, London, Cambridge, Univ. Press., 1948.
5. *R.Dicke*, Phys. Rev., **125**, 2163, 1962.
6. *Э.Е.Уиттекер, Дж.Н.Ватсон*, т.11, с.267-269.
7. *S.Weiberg*, Gravitation and cosmology, John Wiley and Sons, New York, 1972.
8. *J.D.Bekenshtein*, Ann. Phys. (N.Y.), **82**, 535, 1974.
9. *P.Jordan*, Schwerkraft und Weltall, Braunschweig, 1951.
10. *В.Н.Меньшиков*, Проблемы теории гравитации и элементарных частиц, вып.11, 164, Атомиздат, М. 1980.

КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ КАК СЛЕДСТВИЕ РЕЗКОГО ИЗМЕНЕНИЯ КВАНТОВОЙ СТАТИСТИКИ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

А.К.АВETИСЯН

Поступила 25 июня 2007

Принята к печати 14 ноября 2007

Предложена эвристическая гипотеза о доминировании Бозе-статистики при переходе из Эры Радиации в Эру Материи в ранней Вселенной. Показана возможность крупномасштабной Бозе-конденсации материи из барион-антибарионных пар, благодаря которой может накапливаться колоссальная масса в объеме космических масштабов. При пороговой плотности материи структурные бозоны распадаются на составляющие их фермионы и в результате внезапного изменения симметрии волновых функций частиц Бозе-Эйнштейновская статистика скачком переходит в Ферми-Дираковскую. При этом происходит крупномасштабный фазовый переход с колоссальным скачком давления, что может проявляться в виде Космологического Взрыва в начале Эры Материи.

Ключевые слова: *космология: Бозе-Эйнштейновская конденсация: Большой взрыв*

1. *Введение.* На базе сегодняшних знаний физики о модели Большого Взрыва (БВ), являющегося следствием предполагаемого "спонтанного нарушения суперсимметрии" в теории Великого объединения, можно делать лишь качественные предположения относительно отдельных этапов эволюции Вселенной (ЭВ). В рамках существующей описательной теории БВ физическая картина ЭВ остается не совсем прозрачной не только в физических деталях, но и в астрофизических приложениях [1-3]. Альтернативные подходы к пониманию картины ЭВ даже в одном отдельно взятом этапе, в данном случае при переходе из Эры Радиации (ЭР) в Эру Материи (ЭМ), а также эвристические гипотезы относительно возможного альтернативного Космологического Взрыва (КВ) в период ЭМ, естественно в другом истолковании космологических явлений в совокупности микро- и макропроявлений в крупномасштабном рассмотрении, могут все еще сохранять право на жизнь.

В работе предложена альтернативная космологическая модель, в рамках которой развита теория возможного альтернативного КВ в ЭМ, как следствие внезапного изменения квантовомеханической симметрии и соответствующей статистики в ядерной материи.

Исходя из принципа энергетической выгодности термодинамического

описания макроскопических систем, предлагается гипотеза образования в ранней Вселенной Бозе-Эйнштейновского ансамбля из пар элементарных частиц барионов и антибарионов (возможно также лептонов и антилептонов) полем высокоэнергетических γ -квантов, с последующим образованием Бозе-Эйнштейновского конденсата (БЭК) из таких пар. Показано, что спонтанное изменение квантовомеханической симметрии волновых функций структурных бозе-частиц и переход из Бозе-Эйнштейновской статистики (БЭС) в Ферми-Дираковскую (ФДС) может проявляться как термодинамический фазовый переход, сопровождающийся колоссальным скачком термодинамических величин, в частности давления. Основываясь на этом феномене, предсказывается возможность проявления КВ в начале ЭМ.

Механизмы рождения электрон-позитронных пар сильным полем излучения в разных астрофизических ситуациях рассмотрены в серии работ [4], которые могут быть обобщены, в принципе, на случай рождения протон-антипротонных пар γ -квантами из "Дираковского вакуума". Ситуация иная в случае нейтронов и антинейтронов: поскольку они не участвуют в электромагнитных взаимодействиях, то возможность рождения нейтрон-антинейтронов в самом начале ЭМ следует исследовать промежуточными физическими механизмами. Примерами таких возможных реакций (см., например, [5,6]), инициированных первичными γ -квантами, окончательным продуктом которых являются нейтроны и антинейтроны, могут быть: а) $\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, либо $\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu} + \gamma$, с последующим рождением нейтронов по каналу $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$ (канал $\nu + n \rightarrow p + e^-$ подавлен как из-за малости первоначальных нейтронов, так и из-за нехватки нейтрино); б) образование мюонных пар γ -квантами $\gamma + \gamma \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, которые впоследствии могут стать дополнительным источником генерации нейтронов в соответствии с превращением протонов в нейтроны по каналу $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$.

Поскольку в ЭР, по-видимому, отсутствовали возможные каналы взаимодействий (кроме фотон-фотонных), которые смогли обеспечить элементарные акты перераспределения энергии по частотам фотонов, т.е. привести к процессам термализации изначального поля излучения с последующей "планкизацией", то ранняя Вселенная без материи, т.е. с одним лишь первичным полем излучения, по всей видимости, находилась в возможно низшем энтропийном состоянии (с возможностью лишь малых флуктуаций), которые не смогли заселять всевозможные энергетические микросостояния. Понятно, насколько трудно достоверно определить температуру Вселенной в период перехода из ЭР в ЭМ, когда физическая картина происходящего не вполне ясна, тем более - неоднозначна. Тем не менее, предполагаемая температура ранней Вселенной порядка $T \sim 10^{10}$ К [1-3], а в начале периода

нуклеосинтеза - порядка $T \sim 2 \cdot 10^9$ К, в принципе, может быть вполне пригодной для обоснования основных идей настоящей работы. Действительно, монотонный темп убывания температуры Вселенной при переходе из ЭР в ЭМ и в конечном результате установившаяся температура барионной материи $T \sim 2 \cdot 10^9$ К по порядку величины укладывается в физических представлениях моделей, разработанных в [7,8].

2. *Рождение пар "частица-античастица" γ -квантами.* В рамках общепринятых механизмов предположим, что изначально в ЭР существовали высокоэнергетические γ -кванты, которые в основном двухфотонным механизмом образовывали всевозможные пары, в частности - пары барион-антибарионов. Обсуждение вопросов, образуют ли эти пары БЭК, наряду с конкурирующими явлениями сверхтекучести и сверхпроводимости (теория БКШ) в барионной материи в применении к гипотетическому ядерному веществу, можно найти в [9,10] (и в ссылках). На основе этих работ исследованы вопросы, связанные с принципиальной возможностью пересечения близких по сути "когерентных состояний" в теориях БКШ и БЭК, обоснованы и качественно проиллюстрированы физические условия настоящей модели на основе экспериментальных и наблюдательных данных в рамках различных теорий.

Для данной модели прежде всего необходимо оценить порядок концентрации структурных бозонов. Масштаб квантово-электродинамических эффектов (в данном случае размер пар) - по порядку величины комптоновская длина протона:

$$\lambda_p = \frac{\hbar}{m_p c} \approx 2.1 \cdot 10^{-14} \text{ см.}$$

Этот масштаб соответствует пространственной локализации когерентных состояний γ -квантов, участвующих в процессах рождения и аннигиляции пар, поэтому предположение о первичной структуре ядерного вещества, состоящей из структурных бозе-частиц, можно с достаточной точностью считать разумной до значений концентраций, пока в газе из пар барионов и барион-антибарионов рассеяние между парами не каснется проблем, связанных со структурой пар. Из условия равновесия между первичными гамма-квантами, парами барионов и барион-антибарионов, а также из физического требования, что рассеяния между парами не в состоянии разрушать их до определенного порогового значения концентрации, оценим эту предельную концентрацию структурных бозонов. Здесь уместно использовать также установленные факты из физических экспериментов по рассеянию структурных частиц друг на друге. Известно, что физическое приближение о "точечности" (или элементарности) рассеиваемых друг на

друге структурных частиц не теряет описательную строгость, если амплитуда рассеяния в несколько раз превышает их размер. Исходя из сказанного, для среднего расстояния между структурными бозонами при среднем размере пар $\lambda_p \approx 2.1 \cdot 10^{-14}$ см разумно принять $d_{p\bar{p}} \approx 5 \cdot 10^{-14}$ см. Допустимая концентрация Бозе-газа из структурных барионных пар при этом будет:

$$n_{p\bar{p}} \approx 1.9 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}.$$

Обсудим вкратце вопрос о возможности рождения электрон-позитронных пар. Их порог рождения соответствует частоте γ -фотона $\gamma_{min}^e \approx 1.3 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$, в соответствии с чем для пространственной локализации электронно-позитронных пар получим

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e c} \approx 3.86 \cdot 10^{-11} \text{ см}.$$

Ферми-структурой электрон-позитронных пар при рассеянии их друг на друге, как и выше, можно пренебречь, если их среднее расстояние меньше $d_{e^+e^-} \approx 9.2 \cdot 10^{-11}$ см. При этом для допустимой верхней границы концентрации электрон-позитронных пар получим значение

$$n_{e^+e^-} \approx 3.1 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}.$$

Итак, концентрация барион-антибарионных пар в ранней Вселенной более чем в 10^9 раз превышает концентрацию электрон-позитронных пар. Этот результат физически приемлем, если учесть барионную асимметрию Вселенной и электрическую квазинейтральность ядерной плазмы. Отношение концентрации барионов к концентрации реликтовых квантов по данным составляет $\beta = n_B/n_\gamma \approx 10^{-9}$ (β считается космологической постоянной); примечательно, что относительная разница в количестве барионов и антибарионов (барионная асимметрия Вселенной) определяется тем же β параметром: $(n_B - n_{\bar{B}})/n_B \approx n_B/n_\gamma \approx 10^{-9}$. Последнее означает, что в самом начале ЭМ квазинейтральность ядерного вещества обеспечивалась, в основном, антибарионами. Лишь в последующем этапе в игру вступили электроны, обеспечивая квазинейтральность n, p, e -плазмы.

Отметим, что изучение равновесия по отношению к образованию и аннигиляции пар в системе "фотоны - пары барионов" (см. [11]) дает по порядку величины те же результаты для динамически-равновесных параметров (в частности, для концентраций пар), которые выше были получены физически гораздо наглядным феноменологическим подходом.

3. *Гипотеза об изначальной иерархии Бозе-статистики в ранней Вселенной.* Адекватное теоретическое моделирование состояния излучения в ЭР, по-видимому, было по возможности близким к

когерентным фотонным состояниям. Это предположение допустимо, поскольку в этих состояниях квантовые флуктуации настолько подавлены, что для системы γ -квантов, в принципе, приемлемо "приближение когерентного сдвинутого представления" [12-14]. В этих работах последовательно обсуждены физические представления фотонов как в "чисто когерентном", так и в "сдвинуто-когерентном" представлениях, рассмотрены взаимодействие фотонов с системой бозонов и вопросы установления общего равновесия. Для данной модели другим принципиально важным результатом является утверждение, что в когерентно-сдвинутом представлениях образование и уничтожение фотонов во всех процессах, в частности - при рождении и аннигиляции частиц, происходит строго парами. Поскольку фотоны истинно нейтральные, то в процессах рождения в каждом элементарном объеме фазового пространства должны возникать и исчезать истинно нейтральные элементарные частицы или структурные бозоны с нулевым полным зарядом.

Подчеркнем еще раз основополагающую физическую идею данной гипотетической модели: это - изначальная иерархия Бозе-статистики в ранней Вселенной и последующая из этого допущения энергетическая выгодность и квазиэнтропийность макросистемы.

Теперь, на основе полученной выше концентрации $n_{pp} \approx 1.9 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$, для предельной концентрации структурных бозонов вычислим температуру БЭК. Поскольку для указанной плотности барионный газ уже переходит порог релятивизма, то температуру БЭК вычислим по релятивистски-обобщенной и более наглядной формуле (ср. с [11]):

$$\frac{N}{V} = \frac{gT^3}{2\pi^2(\hbar c)^3} \int_0^\infty \frac{z^2 dz}{e^z - 1} = \frac{gT^3}{2\pi^2(\hbar c)^3} \Gamma(3)\zeta(3). \quad (1)$$

Здесь c - скорость света, \hbar - постоянная Планка, $g = 2s + 1$ параметр спинового вырождения, $\Gamma(x)$ - Гамма-функция, а $\zeta(3) = 1.202$ Дзета-функция Римана, постоянная Больцмана $k_B \equiv 1$. Значение температуры БЭК получается из (1) при значении плотности $N/V = n_{pp} \approx 1.9 \cdot 10^{39}$:

$$T_0 = \left(\frac{2\pi^2}{2.4g} \right)^{1/3} \hbar c \left(\frac{N}{V} \right)^{1/3} = \left\{ \begin{matrix} 4.63 \\ 3.21 \end{matrix} \right\} \times 10^{12} \text{ К}, \quad (2)$$

где верхняя строка соответствует синглетному $\{\uparrow\downarrow\}$ спиновому состоянию барионных пар ($g=1$), а нижняя - триплетному $\{\uparrow\uparrow\}$ состоянию ($g=3$). Поскольку сравнительно высокая температура БЭК свидетельствует в пользу большей вероятности ее реализации, то синглетное состояние энергетически выгоднее по сравнению с триплетным.

Для полноты рассмотрения оценим возможное разрушение Бозе-

конденсата из-за понижения температуры БЭК; если наряду с основным уровнем $\varepsilon_0 = 0$ может образоваться связанное состояние барионных пар с энергией ε_1 , то в такой модели температура БЭК будет

$$T_0^{\varepsilon_1} = T_0^{(\varepsilon=0)} \left\{ 1 - \frac{1}{3\zeta(4)} \cdot \exp \left[-\frac{\varepsilon_1}{k_B T_0^{(\varepsilon=0)}} \right] + \dots \right\}. \quad (3)$$

Предполагаемое возбужденное состояние ε_1 по порядку величины можно оценить, исходя из аналогии фоторождения на ядре, где экспериментально установлены "гигантские резонансы" с энергией порядка $\varepsilon_\gamma \sim 20 + 25$ Мэв для легких элементов и $\varepsilon_\gamma \sim 13 + 18$ Мэв для средних. Выбрав для энергии ε_1 даже наименьшее значение этих резонансов, легко убедиться, что полученные на основе (2) и (3) значения температур БЭК T_0 и $T_0^{\varepsilon_1}$ вовсе не отличаются.

4. *Термодинамическое и гидродинамическое равновесие.* Считая физические основы данной модели в достаточной степени обоснованными, можно перейти к рассмотрению основных космологических последствий теории. С целью выявления первичной картины происходящего в начальном этапе ЭМ, достаточно в общих чертах получить качественные представления о распределении первичной материи и ее размерах. Естественно, такое исследование сначала проведем в сферически-симметрической модели, в ньютоновском приближении, используя уравнения термодинамического и гидростатического равновесия в форме, изложенной в [2,15]. Эти уравнения следует дополнить уравнениями состояния материи в состоянии Бозе-конденсата и излучения в общем термодинамическом равновесии.

Давление системы равновесных фотонов дается выражением [11]

$$P_{ph} = \frac{4\sigma}{3c} T^4 \quad (4)$$

(σ - постоянная Стефана-Больцмана), что сопоставим с давлением барион-антибарионных Бозе-пар. Для простоты и наглядности результатов, при вычислении полной энергии материи, в законе дисперсии частиц сделаем переход к ультрарелятивистскому пределу:

$$E = \frac{gVT^4}{2\pi^2(\hbar c)^3} \int_0^\infty \frac{z^3 dz}{e^z - 1} = \frac{gVT^4}{2\pi^2(\hbar c)^3} \Gamma(4)\zeta(4). \quad (5)$$

Тогда по общему определению давления (F - свободная энергия)

$$P_{BEC} = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial E}{\partial V}\right)_T \quad (6)$$

для БЭК из барионных пар получаем следующее выражение:

$$p_{в\text{э}к} = \frac{gT^4}{6\pi^2(\hbar c)^3} \Gamma(4)\zeta(4) = \frac{g\pi^2 T^4}{90(\hbar c)^3}. \quad (7)$$

Сравнение выражений (4) и (7) показывает, что давление системы фотонов ничтожно мало по сравнению с давлением материи, поэтому в уравнениях гидродинамического равновесия учтем только давление материи. Сферически-симметрическое распределение материи из структурных бозонов в ранней Вселенной можно качественно описать в предположении о конвективном равновесии [2] (энтропия на один нуклон постоянна во всей конфигурации; это приближение правомерно и в сверхтяжелых звездах). Уравнения гидростатического равновесия без общерелятивистских поправок [2,15] представляется в виде:

$$\begin{cases} \frac{dm}{dr} = \frac{4\pi}{c^2} r^2 \rho_e(r), \\ \frac{dp}{dr} = -\frac{G}{c^2} \frac{1}{r^2} m(r) \rho_e(r). \end{cases} \quad (8)$$

Здесь G - гравитационная постоянная, $\rho_e(r)$ - плотность энергии материи в состоянии БЭК, функция $m(r)$ имеет смысл массы, заключенной в центральной сфере с радиусом r .

Как отмечено выше, уравнение состояния БЭК в форме (7) описывает уникальное свойство: давление материи не зависит от концентрации, что является макроскопическим следствием конденсации основной доли Бозе-частиц в энергетическом пространстве. Теоретическое рассмотрение БЭК подразумевает постоянство температуры в локальном смысле, что не совсем корректно при гравитационном сжатии в космических масштабах. По-видимому, более обоснованно считать, что давление материи в состоянии БЭК может реагировать на пространственную зависимость самосогласованно - из-за температурного градиента $T(r)$, возникающего при сжатии. Тогда, описывающая данную модель замкнутая система уравнений обобщается и во втором уравнении системы (8) следует учесть координатную зависимость $p(r)$ в форме $dp/dr = (dp/dT)[dT(r)/dr]$.

Следующее уточнение, требующее дальнейшего теоретического исследования: если в процессе гравитационного сжатия идеального бозе-газа не происходит заметного изменения давления БЭК (локальная неидеальность БЭК поэтапно "всасывается"), то из-за уменьшения среднего расстояния между структурными бозонами, начиная с определенного значения концентрации барионных пар, следует пересмотреть приближение идеального Бозе-газа. Это критическое значение концентрации, по-видимому, совпадает по порядку величины с определенным выше значением концентрации $n_{\bar{p}\bar{p}} \approx 1.9 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$; хотя обоснованный подход требует глубокого анализа результатов численного интегрирования системы

уравнений (8) с различными эмпирическими уравнениями состояния БЭК. Сказанное будет материалом последующей статьи, а в данной работе ограничимся приближением идеального газа, считая пригодным представление ядерной материи в состоянии БЭК с обобщенной зависимостью $p(r)$ от $T(r)$ в форме, аналогичной (7):

$$p_{\text{BEC}}(r) = \frac{g \pi^2 T^4(r)}{90(\hbar c)^3}. \quad (9)$$

Остановимся на методе решения уравнений (7), (8) более подробно. По мере гравитационного сжатия гидростатические силы, не имея противодействия со стороны материи в состоянии БЭК, будут накапливать массы до критической концентрации, пока гидростатическое давление не уравнивается с термодинамическим давлением БЭК $p_{\text{BEC}}(r)$ при той же концентрации. При этом амплитуда рассеяния структурных бозонов станет порядка собственных размеров бозе-пар, структурные бозоны распадутся на составляющие их фермионы и параллельно глобальному изменению квантово-механической симметрии волновых функций последует мгновенный переход из БЭС в ФДС. В конечной стадии, из-за вступления в игру Принципа запрета Паули, давление претерпит колоссальный скачок.

Казалось бы, указанный скачок давления можно получить лишь после интегрирования системы (8), однако удовлетворительные оценки получим, основываясь на теоретических представлениях. Проследим за физической картиной гравитационного сжатия материи в состоянии БЭК и перехода из БЭС в ФДС в двух возможных физических предположениях:

Процесс А): при гравитационном сжатии накопление материи до критической плотности $n_{\text{pp}} \approx 1.9 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ происходит изотермически при $T \approx 10^{10} \text{ К}$,

Процесс Б): гравитационное сжатие до критической плотности $n_{\text{pp}} \approx 1.9 \cdot 10^{39} \text{ см}^{-3}$ происходит с монотонным изменением начальной температуры материи $T \approx 10^{10} \text{ К}$ до конечной температуры $T_0 = 4.63 \cdot 10^{12} \text{ К}$ разрушения состояния БЭК.

В процессе А) давление Бозе-газа достигнет в соответствии с (7) значения

$$p_{\text{BEC}}^{T=\text{const}} = 1.26 \cdot 10^{24} \text{ Па}. \quad (\text{A.1})$$

В этом "крупномасштабно-метастабильном состоянии" Вселенная из барион-антибарионных пар окажется в крайне неустойчивом состоянии; БЭК из барион-антибарионных пар мгновенно разрушится (в конечной стадии будем иметь двухкомпонентный релятивистский Ферми-газ из свободных барионов и антибарионов) и переход из БЭС в ФДС, из-за вступления в игру принципа Паули, обусловит скачкообразный рост давления до значения:

$$p_{F-D} = 3.36 \cdot 10^{35} \text{ Па} . \quad (\text{A.2})$$

Формулы (A.1) и (A.2) определяют относительное изменение давления за счет изменения квантово-механической симметрии:

$$\frac{p_{F-D}}{p_{\text{век}}^{T=\text{const}}} = 2.27 \cdot 10^{11} . \quad (\text{A.3})$$

В процессе Б) в результате аналогичных выкладок получаются соответственно:

$$p_{\text{век}}^{T \neq \text{const}} \doteq 5.8 \cdot 10^{34} \text{ Па} . \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{p_{F-D}}{p_{\text{век}}^{T \neq \text{const}}} \doteq 5.8 . \quad (\text{B.2})$$

Из формул (A.3) и (B.2) следует, что относительный скачок давления несравненно велик в случае изотермического сжатия материи. Формула (A.3) указывает на колоссальное возрастание давления при внезапном изменении симметрии в процессе А), тем самым - на принципиальную возможность Космологического Взрыва в начальном этапе ЭМ. Отметим, что скачок давления чувствителен к начальному значению температуры Вселенной. Поэтому представляет астрофизический интерес дополнительное рассмотрение ЭВ в раннем этапе ЭМ с равновесной начальной температурой порядка $T \leq 10^9 + 5 \cdot 10^8 \text{ К}$ (см. [6,7]).

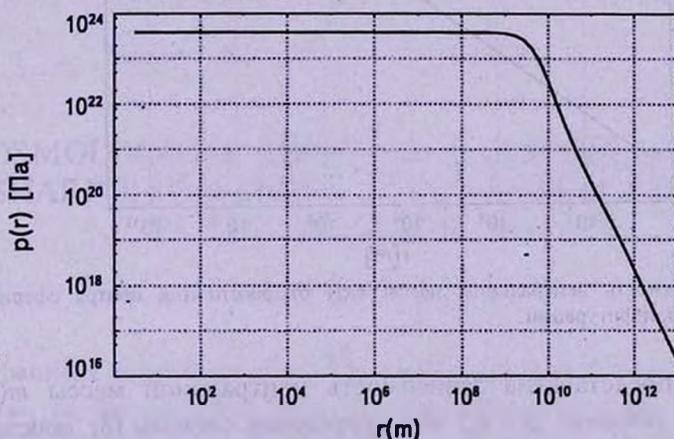


Рис.1. Зависимость давления $p(r)$ от расстояния центра сферически-симметричной конфигурации.

В процессе Б), естественно, возникают проблемы, связанные с физическими явлениями энерговыделения при гравитационном сжатии, что требует последовательного изучения уравнений энтропии и явлений диссипации, всевозможных процессов генерации неустойчивостей и

возмущений или трансформаций генерируемых ими волн. Эти вопросы выходят за рамки настоящей работы и составляют материал отдельной статьи. Поэтому здесь ограничимся численным интегрированием системы (8) в изотермическом приближении, в первом приближении для БЭК принимая уравнение состояния в виде идеального газа.

На рис.1 приведен ход давления $p(r)$ от центра сферически-симметрического распределения материи в состоянии БЭК. Вопрос, при каком значении r_{max} от центра конфигурации следует "останавливать" интегрирование системы (8), тем самым определить эффективный радиус конфигурации $R_{конф}^{эфф} = r_{max}$, равносильно правомерности модели БЭК в "газовом приближении". Физически это требование равносильно условию $T \gg T_{кр}$, где $T_{кр}$ - температура кристаллизации материи. Для оценки используем данные о кристаллизации коры нейтронных звезд и примем $T_{кр} \leq 10^8$ К (см. [16], там же ссылки), в соответствии с чем определим давление кристаллизации $p_{кр} \leq 1.3 \cdot 10^{16}$ Па. Таким образом, в принципе можно считать, что при условии $p > p_{кр}$ правомерно рассмотрение БЭК в "газовом приближении".

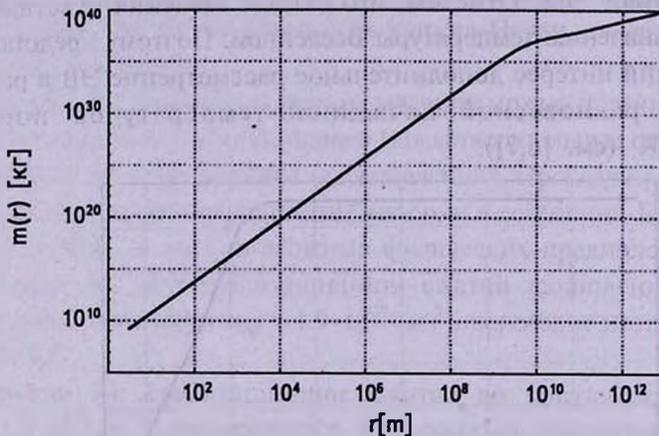


Рис.2. Зависимость центральной массы $m(r)$ от расстояния центра сферически-симметрической конфигурации.

На рис.2 представлена зависимость центральной массы $m(r)$. В соответствии с условием $p \geq p_{кр}$ интегрирование системы (8) "обрезается" при $r_{max} \sim 10^{13}$ м. Автоматически определяется эффективный радиус конфигурации $R_{конф}^{эфф} \approx 10^{13}$ м, а на основе рис.2 самосогласованным образом определяется и полная масса конфигурации $M_{конф}^{эфф} \approx 10^{40}$ кг.

Естественно, возможность образования таких крупномасштабных конфигураций не исключена не только в одном локальном пространственном, но и во временном масштабах. Предлагаемая физическая гипотеза и соответствующая модель, а также ее астрофизические

приложения могут иметь возможные космологические следствия как в мелкомасштабных, так и в крупномасштабных структурах. После КВ во Вселенной могли образовываться не только сравнительно "мелкомасштабные островки" сверхплотной материи, которые впоследствии могли эволюционироваться в различные устойчивые небесные конфигурации, но также всякого рода скопления или даже ассоциации крупномасштабных образований.

В конце отметим, что полученные выше значения параметров для масс и радиусов сферически-симметрических конфигураций сравнительно слабо "реагируют" на вариации параметров уравнения состояния идеального БЭК.

В последующей статье будет представлено сравнительно полное исследование данной теоретической модели в рамках Общей теории относительности, а также с учетом более реалистических полуэмпирических уравнений состояния для БЭК.

Выражаю благодарность академику НАН РА Д.М.Седракяну за интерес к работе. Работа выполнена при поддержке МНТЦ (ISTC), проект No A-1307.

Ереванский государственный университет,
Кафедра астрофизики им. Виктора Амбарцумяна,
Армения, e-mail: aavetis@ysu.am

COSMOLOGICAL BANG AS A CONSEQUENCE OF A SHARP BREAKDOWN OF QUANTUM STATISTICS IN THE NUCLEAR MATTER

A.K.AVETISSIAN

A heuristic hypothesis about dominating of Bose-statistics in the early Universe, at the transition from the Radiation Era to the Matter Era is suggested. The possibility of Bose-Einstein condensate of the matter, consisted of baryon-antibaryon pairs is considered. Due to this phenomenon, the enormous mass may accumulate within the cosmic scales. At the several threshold value of the density these structural bosons decay into composing fermions; as a result the sharp breakdown of symmetry of the particles' wave function occurs and the Bose-Einstein statistics spasmodically transforms into Fermi-Dirac one. A large-scale phase transition occurs due to this

process, conducted with enormous pressure jump, which may become apparent as a Cosmological Bang at the beginning stage of Matter Era.

Key words: *cosmology: Bose-Einstein condensation: Big Bang*

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Строение и эволюция Вселенной, М., 1975.
2. S.Weinberg, Gravitation and Cosmology, New-York, 1972, (С.Вейнберг, Гравитация и космология, пер. с англ., Мир, М., 1975).
3. С.Вайнберг, Первые три минуты. Современный взгляд на происхождение Вселенной, пер. с англ., Мир, М., 1981.
4. Г.К.Аветисян, А.К.Аветисян и др., ЖЭТФ, 74, 21, 1988; H.K.Avetissian, A.K.Avetissian et. al., Sov. Phys. JETP, 72, 26, 1991; Sov. Phys. JETP, 73, 44, 1991; Phys. Rev., D54, 5509, 1996.
5. У.Фаулер, Ф.Хойл, Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых, Мир, М., 1967.
6. Дж.Фейнберг, Л.М.Ледерман, Мюон и мюонное нейтрино. В кн.: Современные проблемы физики, Наука, М., 1970
7. В.А.Урпин, Д.Г.Яковлев, Астрофизика, 15, 647, 1979.
8. Д.М.Седракян, А.К.Аветисян, Астрофизика, 26, 489, 1987.
9. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, УФН, вып. 7, 161, 3, 1991.
10. A.Sedrakian, J.W.Clark, Phys. Rev., C73, 035803, 2006.
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Статистическая физика, т.IX, ч.1, Наука, М., 1976.
12. L.Mandel, E.Wolf, Optical Coherence and Quantum Optics, Cambridge University Press, 1995.
13. M.O.Scully, M.S.Zubairy, Quantum Optics, Cambridge University Press, 1997.
14. Loudon, Rodney, The Quantum Theory of Light, Oxford University Press, 2000.
15. Г.С.Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
16. Д.Г.Яковлев, В.А.Урпин, Астрон. ж., 57, 526, 1980.

CONTENTS

On the large-scale photometric activity of the UX Ori type stars <i>V.P.Grinin, O.Yu.Barsunova, S.Yu.Shugarov,</i> <i>P.Kroll, S.G.Sergeev</i>	5
Search for HH objects and emission stars in star formation regions. IV. New HH flows and HH objects related with cometary nebulae <i>T.Yu.Magakian, T.A.Movsessian, E.G.Nikogossian</i>	15
Investigation of conspicuous infrared star cluster and star-forming region "RCW 38 IR cluster" <i>A.L.Gyulbudaghian, J.May</i>	29
BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. IV <i>V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, Yu.S.Efimov, S.A.Klimanov, S.V.Nazarov</i>	41
Spectral observations of the FBS blue stellar objects. Zone $\delta = +39^\circ$ <i>P.K.Sinamyan, A.M.Mickaelian</i>	51
Long-time variation of flare stars activity <i>A.A.Akopian</i>	63
The spectral investigation of seven HII regions in Kazarian galaxies <i>V.Zh.Adibekyan</i>	75
The statistical investigation of type Ib/c, II supernovae and their host galaxies <i>A.A.Akobyian</i>	89
Tetrad formulation of the basic equations of type II superconductors in curved space-time <i>R.Krikorian, D.M.Sedrakian</i>	99
Time-dependent monochromatic scattering of radiation in one-dimen- sional medium: analytical and numerical solutions <i>D.I.Nagirner, S.L.Kirusheva</i>	109
Strong gravitational lensing by schwarzschild black hole <i>G.S.Bisnovatyi-Kogan, O.Yu.Tsupko</i>	125
On the fluctuational mechanism of formation of proton vortices in the superfluid core of a neutron star <i>K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan</i>	139
Role of a scalar field in the radiation dominated epoch of the Universe evolution <i>R.M.Avakyan, G.H.Haroutunyan</i>	151
Cosmological bang as a consequence of a sharp breakdown of quantum statistics in the nuclear matter <i>A.K.Avetissian</i>	161

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СЕМИ НИ-ОБЛАСТЕЙ В ГАЛАКТИКАХ КАЗАРЯНА	<i>В.Ж.Адибекян</i>	75
СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХНОВЫХ ТИПА Ib/c, II И ИХ РОДИТЕЛЬСКИХ ГАЛАКТИК	<i>А.А.Акопян</i>	89
ТЕТРАДНАЯ ФОРМУЛИРОВКА ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВ II РОДА В ИСКРИВЛЕННОМ ПРОСТРАНСТВЕ	<i>Р.Крикорян, Д.М.Седракан</i>	99
НЕСТАЦИОНАРНОЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОДНОМЕРНОЙ СРЕДЕ: АНАЛИТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЯ	<i>Д.И.Нагирнер, С.Л.Кирушева</i>	109
СИЛЬНОЕ ГРАВИТАЦИОННОЕ ЛИНЗИРОВАНИЕ НА ШВАРЦШИЛЬДОВСКОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЕ	<i>Г.С.Бисноватый-Коган, О.Ю.Цупко</i>	125
О ФЛУКТУАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПРОТОННЫХ ВИХРЕЙ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ЯДРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ	<i>К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян</i>	139
РОЛЬ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ В РАДИАЦИОННО-ДОМИНАНТ- НОЙ ЭПОХЕ РАЗВИТИЯ ВСЕЛЕННОЙ	<i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян</i>	151
КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ КАК СЛЕДСТВИЕ РЕЗКОГО ИЗМЕНЕНИЯ КВАНТОВОЙ СТАТИСТИКИ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ	<i>А.К.Аветисян</i>	161