

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 48

МАЙ, 2005

ВЫПУСК 2

АНАЛИЗ ИСТОРИЧЕСКОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ ТИПА
UX Ori CQ Tau

Д.Н.Шаховской, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина 165

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ МИРЫ

А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан 175

BVRI CCD-ФОТОМЕТРИЯ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТ-
НОСТЯХ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМИ ЯДРАМИ. I

*В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова, Е.А.Сергеева,
Ю.В.Голубинский, В.И.Проник, Н.Н.Охмат* 191

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ МАССИВНЫХ НЕЙТ-
РОННЫХ ЗВЕЗД

М.К.Абубекеров, А.М.Черепашук 211

О ЗАВИСИМОСТИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ
РАДИОПУЛЬСАРОВ ОТ ИХ ВОЗРАСТА

В.Г.Малумян, А.Н.Арутюнян 223

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ МЕДЛЕННОГО ВРАЩЕНИЯ
CP-ЗВЕЗД

Ю.В.Глаголевский 229

ОПЫТ КЛАССИФИКАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ СОБЫТИЙ. I.
КЛАССИФИКАЦИЯ ПО ЭНЕРГИЯМ ИЗЛОМА В СПЕКТРАХ
ЭНЕРГИЧНЫХ ИОНОВ

Г.С.Мартиросян 247

(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)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոդյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Զեբրյան (ՄԱՆ), Ի.Դ.Վարաչենսկի (Ռուսաստան), Դ.Կուկսո (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկոլոսյան (Հայաստան), Ա.Ս.Չերնապշչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սադովիվաձե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (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 предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

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

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2005

УДК: 524.3

АНАЛИЗ ИСТОРИЧЕСКОЙ КРИВОЙ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Opi CQ Tau

Д.Н.ШАХОВСКОЙ¹, В.П.ГРИНИН^{1,2}, А.Н.РОСТОПЧИНА¹

Поступила 20 декабря 2004

Построена историческая кривая блеска звезды типа UX Opi CQ Tau, охватывающая интервал времени с 1939 по 2003 годы. Показано, что в фотометрическом поведении звезды присутствует циклическая составляющая с периодом около 21 года. Периодограммный анализ показывает, что после вычитания этого цикла остается более короткий цикл продолжительностью около 1020 дней. Поскольку фотометрическая активность звезд типа UX Opi обусловлена изменениями околозвездной экстинкции, оба эти цикла свидетельствуют о существовании в околозвездном диске CQ Tau крупномасштабных отклонений в распределении вещества от аксиальной симметрии. Вращение этих неоднородностей вокруг звезды и вызывает волнообразные изменения ее блеска. Анализ диаграмм "цвет-величина" показал, что оптические параметры околозвездной пыли на луче зрения отличаются в разных фазах 21-летнего цикла: вблизи максимального блеска CQ Tau преобладает поглощение более крупными частицами. Это означает, что уменьшение околозвездной экстинкции в этой части околозвездного диска вызвано уменьшением вклада мелких частиц, что может служить указанием на начавшийся процесс коагуляции пылинок и превращения их в крупные тела и планетозимали.

1. *Введение.* Звезды типа UX Opi относятся к числу фотометрически наиболее активных молодых звезд и состоят в основном из звезд Ae Хербига и звезд типа Т Тельца ранних спектральных классов [1-3]. Их фотометрическая активность обусловлена переменной околозвездной экстинкцией, и отличие от фотометрически спокойных звезд таких же спектральных классов состоит в том, что околозвездные диски звезд типа UX Opi наклонены под небольшим углом к лучу зрения. Грубо говоря, луч зрения проходит сквозь атмосферу диска, касаясь его "поверхности". Доказательства этого были получены в ходе многолетних фотополариметрических наблюдений звезд типа UX Opi (см. обзоры [4,5] и цитируемую там литературу). Они показали, что линейная поляризация этих звезд увеличивается при ослаблении блеска из-за увеличения вклада рассеянного излучения околозвездного диска, причем изменения параметров Стокса происходят по закону, характерному для коронографического эффекта (когда прямое излучение звезды блокируется непрозрачными газопылевыми облаками и наблюдаемое излучение приходит из более протяженной области, в которой образуется рассеянное излучение). Высокая линейная поляризация, наблюдаемая в самых глубоких минимумах звезд типа UX Opi, является главным признаком специфической (почти с ребра) ориентации их околозвездных дисков

[4-6]. Происхождение околозвездных облаков, экранирующих звезды, и их локализация в дисках неизвестны. Тем не менее, фотометрическая активность этих звезд является наиболее ярким проявлением тонкой структуры протопланетных дисков, заслуживающим внимательного анализа.

Неправильный характер переменности блеска и отсутствие периодичности в появлении алголе-подобных минимумов являются наиболее характерными свойствами фотометрической активности звезд типа UX Oг, свидетельствующими о сильно неоднородной (клочковатой) структуре околозвездных дисков. Вместе с тем, по мере накопления наблюдений появляется все больше оснований говорить о том, что на большой шкале времени (годы и десятилетия) переменность блеска звезд этого типа носит более регулярный характер, чем на короткой шкале времени (дни-недели-месяцы). Первое упоминание о многолетних циклах активности у молодых звезд встречается в книге Цесевича и Драгомирецкой [7]. В работах Шевченко и соавторов [8-10] (см. также Хербст и Шевченко [11]) было высказано предположение, что циклическая активность характерна для многих звезд типа UX Oг и вызвана периодическими прохождением между звездой и наблюдателем гигантских протокомет. Согласно другой точке зрения (Гринин и др. [12], Ростопчина и др. [13], Берту [14]) волнообразный характер кривых блеска отражает наличие крупномасштабных возмущений в околозвездных дисках молодых звезд, которые в результате кеплеровского вращения периодически появляются на луче зрения. Таким образом, исследование долговременной переменности звезд типа UX Oг представляет значительный интерес, поскольку дает возможность изучать крупномасштабные структуры, образующиеся в околозвездных дисках молодых звезд.

Данная статья посвящена изучению фотометрической истории Ae-звезды Хербига CQ Тау. Принадлежность ее к подклассу звезд типа UX Oг была установлена в работе [15], авторы которой обнаружили высокую линейную поляризацию в глубоких минимумах звезды, свидетельствующую о сильном наклоне околозвездного диска к лучу зрения. Этот результат был подтвержден в работе Тести и др. [16], в которой с помощью радиоинтерферометрических наблюдений в миллиметровом диапазоне на месте звезды была обнаружена вытянутая газопылевая структура. Предполагая, что это околозвездный диск, авторы [16] оценили угол наклона оси симметрии диска к лучу зрения $i \approx 66^\circ$. Совсем недавно Эйснер и др. [17] на основе интерферометрии в ближней ИК-области спектра подтвердили наличие околозвездного диска CQ Тау и оценили угол наклона $i \approx 48^\circ$. По оценкам Натта и др. [18], основанным на наблюдениях в субмиллиметровом диапазоне, масса газопылевого диска CQ Тау порядка $0.03 M_\odot$.

2. *Историческая кривая блеска CQ Tau.* На рис.1 показана кривая блеска CQ Tau, построенная по данным фотографических наблюдений, выполнявшихся в разных обсерваториях бывшего СССР и суммированных в статье Миникулова и др. [19]. Эти данные были дополнены результатами

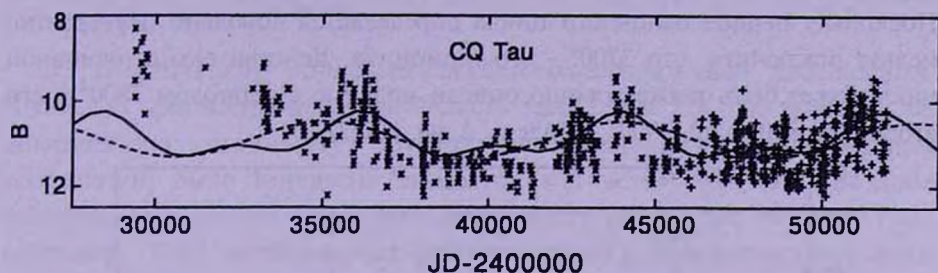


Рис.1. Кривая блеска CQ Tau за 1939-2004гг. x - данные фотографических наблюдений из статьи Миникулова и др. [20]; + - фотометрические наблюдения в полосе *V* из базы данных КраО и [15,20]. Пунктиром и сплошной линией показаны Модель 1 и 2 соответственно (см. текст).

фотометрии в полосе *V* (близкой по своим характеристикам к кривой чувствительности фотопластинок, использованных при фотографических наблюдениях), опубликованными в [11] (149 ночей), а также результатами фотометрических наблюдений в этой же полосе, проводившихся в Крымской астрофизической обсерватории с 1988г. по 2003г. в рамках программы фотополяриметрического мониторинга звезд типа UX Ori (410 ночей). Они частично опубликованы [15,20], частично содержатся в базе данных КраО. Каждая точка на кривой блеска соответствует одной наблюдательной ночи. В тех случаях, когда в течение ночи блеск звезды измерялся несколько раз, приводятся усредненные значения блеска за эту ночь. При этом в периодограммном анализе не использовались самые ранние наблюдения 1939г., пришедшиеся на аномально яркое состояние звезды, не повторявшееся в течение всех последующих лет. Это ограничение никак не сказывается на результатах периодограммного анализа и лишь несколько уменьшает шумы на периодограммах.

В цитированной выше статье Миникулова и др. [19] было показано, что на кривой блеска CQ Tau, наряду с алголеподобными минимумами, существует более медленная компонента с характерным временем порядка 10^4 дней. Из рис.2 в [19] можно увидеть намек на циклический характер этой компоненты. Как следует из рис.1, добавление к данным Миникулова и др. наблюдений, выполненных за последние 15 лет, позволяет более уверенно говорить о том, что медленная компонента изменений блеска имеет циклический характер. Причем продолжительность цикла равна примерно 21 году. Заметим, что это самый продолжительный цикл среди известных у звезд типа UX Ori.

При уточнении периода оказалось, что среди моделей цикла простой

синусоидальной формы наилучшее согласие достигается с периодом 8900^d (Модель 1 на рис.1). Анализ остатка после вычитания этой модели указывает на наличие вторичного цикла с периодом 3700^d или 332^d (эти периоды годично-сопряженные и один из них, вероятно, ложный). Поскольку период основного цикла определяется довольно неуверенно, нельзя исключить, что 3700^d - его гармоника. Действительно, основной цикл может быть также хорошо описан моделью с периодом 7800^d и его второй гармоникой 3900^d (Модель 2 на рис.2).

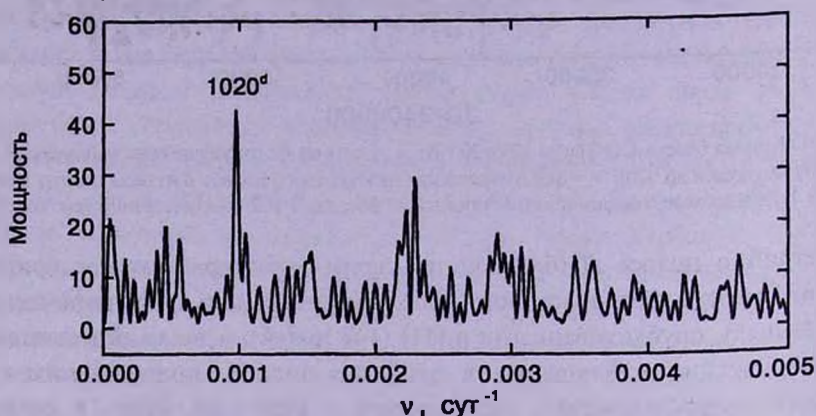


Рис.2. Периодограмма после вычитания из наблюдений Модели 2 (см. текст).

В периодограмме остатка после вычитания Модели 2 хорошо виден период 1020^d (рис.2). Тот же результат получается при вычитании из остатков Модели 1 любого из периодов 3700^d и 332^d . Таким образом, наиболее вероятным вторичным циклом CQ Тау является цикл с периодом 1020^d . Соответствующая этому циклу фазовая кривая показана на рис.3. При ее построении все наблюдения были разбиты на бины по фазам периода 1020^d и усреднены в каждом бине. Отметим, что

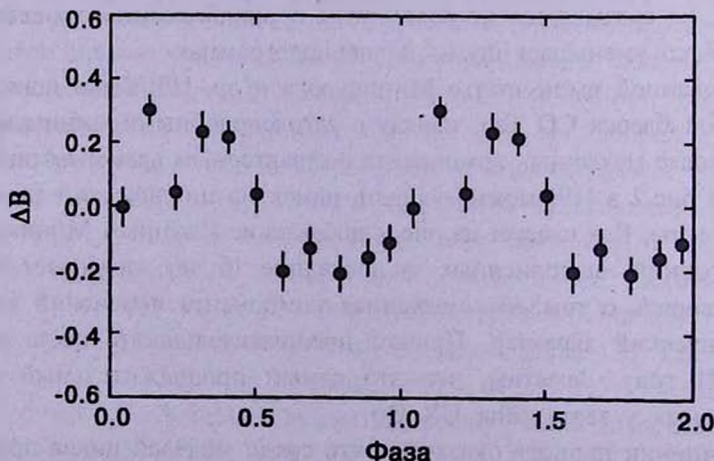


Рис.3. Фазовая кривая цикла 1020^d .

использованные данные перекрывают более 20-ти периодов этого цикла, и на всем этом временном интервале фазовая кривая не претерпела существенных изменений. По-видимому, это один из наиболее долгоживущих фотометрических циклов, обнаруженных или заподозренных у звезд типа UX Ori.

3. Циклические вариации закона околозвездного поглощения.

Поскольку фотометрическая активность звезд типа UX Ori (включая ее циклическую компоненту) обусловлена изменениями околозвездной экстинкции, было интересно выяснить, как ведет себя околозвездное покраснение в разных фазах фотометрического цикла. Как известно (см., например, [1-3]), особенностью фотометрического поведения звезд этого типа является неоднозначная зависимость показателей цвета от блеска (так называемый, эффект "поголубения"): покраснение звезды при ослаблениях блеска, начиная с некоторого уровня блеска (разного у разных звезд), сменяется изменением показателей цвета в обратном направлении (рис.4). Общепринятое в настоящее время объяснение этого эффекта состоит в

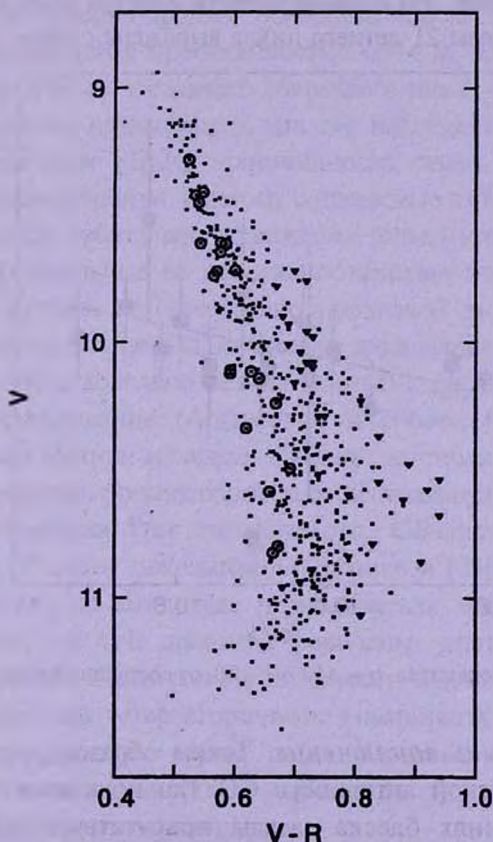


Рис.4. Диаграмма "цвет-величина" $(V-R)/V$ по данным КраО за 1988-2003гг. Треугольники соответствуют наблюдательному сезону в фазе минимума 21-летнего цикла; кружки - фазе максимума.

том, что в процессе ослабления прямого излучения звезды увеличивается вклад рассеянного излучения околозвездного диска [21]. Поэтому, чтобы корректно определить закон околозвездного поглощения, необходимо учитывать только верхний (прямолинейный) участок цветного трека (рис.4).

Используя *UBVR*-наблюдения CQ Тау из нашей базы данных, мы определили таким путем закон покраснения для всех наблюдательных сезонов, для которых удалось достаточно уверенно определить наклон верхних участков диаграмм "цвет-величина". Оказалось, что закон покраснения несколько отличается в разных фазах 21-летнего фотометрического цикла: в фазе максимального блеска и вблизи нее наклон цветового трека соответствует более крупным частицам по сравнению с фазами минимального блеска (рис.4). Это также видно на рис.5, где показана зависимость параметра $\alpha = \Delta V / \Delta(V - R)$ от среднего блеска CQ Тау в полосе *V* в том наблюдательном сезоне, для которого это значение α было получено. Коэффициент корреляции в этом случае равен 0.52, что соответствует уровню достоверности 0.95. Анализ данных для других полос фотометрической системы показал, что в синей области спектра зависимость наклона цветовых треков от фазы 21-летнего цикла выражена слабее, чем в красной.

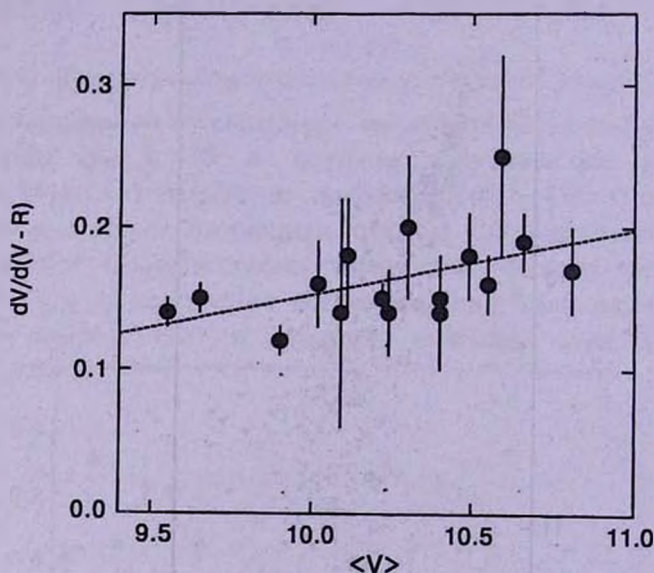


Рис.5. Зависимость показателя $\alpha = \Delta V / \Delta(V - R)$ от состояния блеска CQ Тау в разных фазах 21-летнего цикла.

4. Обсуждение и заключение. Таким образом, сделанный выше анализ фотометрической активности CQ Тау показывает, что в долго-временных изменениях блеска звезды присутствует основной цикл, продолжительностью около 21 года, который виден непосредственно на кривой блеска. Второй цикл, который получается после вычитания

первого, примерно в 7.5 раза короче и равен 1020^d . С точки зрения модели переменной околосредной экстинкции, которая применяется в настоящее время для описания фотометрической активности звезд типа UX Ori, долговременная циклическая переменность этих звезд объясняется существованием долгоживущих неоднородностей большого масштаба, вращающихся вместе с околосредным диском вокруг молодой звезды [12-14]. В случае одиночной молодой звезды появление таких крупномасштабных структур может быть вызвано циклоническими движениями в протопланетном диске. Газодинамические расчеты показывают [22-24], что в околосредных дисках, благодаря дифференциальному вращению и силам вязкости, могут возникать как циклонические вихри, так и антициклоны. Антициклоны более устойчивы и могут совершить несколько десятков оборотов вокруг звезды [23]. Поскольку в околосредном диске могут одновременно существовать вихри разных масштабов, то в этой модели легко объясняется мультициклическая активность (в нашем частном случае - наличие двух фотометрических циклов). Трудность, однако, состоит в том, что для объяснения формы основного цикла протяженность вихря должна быть сравнимой с протяженностью орбиты, на которой он образовался. Только в этом случае начало очередного цикла будет следовать сразу же после завершения предыдущего, как это наблюдается у CQ Tau (рис.1). Согласно же расчетам [22,24] протяженность самых крупных вихрей не превышает 1/3 длины орбиты. Поэтому создаваемые ими зоны тени способны покрыть в процессе орбитального движения только небольшую часть цикла и вызвать лишь локальные во времени ослабления блеска звезды [25].

Хотя CQ Tau пока не обнаружено признаков двойственности, такую возможность исключить нельзя, поскольку доля двойных и кратных систем среди молодых звезд довольно велика (Мэтью и др. [26]). Как показывает численное моделирование (Артимович и Любов [27]), аккреционная активность компонентов молодой двойной системы поддерживается за счет потоков вещества, проникающих в ее центральную область из остатков протозвездного облака (так называемого, СВ-диска (от английского "circumbinary")). Расчеты показывают (Сотникова [28]), что в этом случае возможна заметная по амплитуде периодическая модуляция колонковой плотности частиц на луче зрения с периодом, равным орбитальному.

Другой причиной циклической активности молодой двойной системы может быть дисковый ветер вторичного компонента [29,30], если в нем кроме газа присутствует также пыль. Создаваемая им модуляция экстинкции на луче зрения также имеет период, равный орбитальному, и может иметь большую амплитуду.

Наконец, в молодой двойной системе, наблюдаемой почти с ребра, циклические вариации экстинкции могут быть вызваны волнами плотности,

возбуждаемыми в СВ-диске [28]. Поскольку внутренний радиус СВ-диска в несколько раз превышает большую полуось орбиты вторичного компонента [31], продолжительность циклов в этом случае может быть значительно больше орбитального периода.

Перечисленные выше механизмы циклических изменений околозвездной экстинкции могут объяснить существование фотометрических циклов, но они не дают ответа на вопрос: почему циклические изменения колонковой плотности пыли на луче зрения сопровождаются изменениями размеров пылевых частиц?

Простейшее объяснение найденной выше связи между уменьшением количества пыли на луче зрения в фазе максимума 21-летнего цикла и увеличением размеров пылинок состоит в том, что эти два процесса физически связаны между собой: уменьшение количества пыли в какой-либо области околозвездного диска может быть результатом коагуляции мелких частиц (которые вносят основной вклад в экстинкцию). Этот процесс, как известно, сопутствует образованию крупных тел, из которых затем формируются планеты земной группы, а также зародыши планет-гигантов (Сафронов [32]). Вполне возможно поэтому, что наблюдаемый у CQ Тау 21-летний цикл соответствует периоду орбитального движения той части околозвездного диска, в которой этот процесс в настоящее время протекает. При массе звезды $M_* = 2 M_{\odot}$ [33], расстояние этой области до центра диска порядка 10 а.е., что при расстоянии до CQ Тау 150 пк [17] соответствует угловому расстоянию около $0''.1$. Такие угловые размеры доступны современным телескопам-интерферометрам и, возможно, в ближайшее время с их помощью удастся получить детальное изображение околозвездного диска этой звезды и исследовать его структуру¹.

Очевидно, что существование в околозвездном диске крупномасштабных структур, характерный размер которых сравним с расстоянием до центральной звезды, должно сказаться не только на фотометрической активности молодой звезды, но и на ее поляриметрических свойствах. Действительно, предварительный анализ имеющихся в нашей базе данных поляриметрических наблюдений CQ Тау показывает, что в поведении линейной поляризации звезды наряду с быстрой переменностью, связанной с алголе-подобными минимумами, присутствует также более медленная составляющая. К обсуждению свойств этой составляющей и ее связи с фотометрическими циклами мы предполагаем вернуться в одной из следующих статей.

Авторы искренне благодарны Н.Я.Сотниковой и Л.В.Тамбовцевой за полезное обсуждение затронутых в статье вопросов, Н.Х.Миникулову - за

¹ По данным интерферометрических наблюдений Эйсер и др. [17] CQ Тау окружена околозвездным диском, наклоненным к лучу зрения, что согласуется с результатами фотополариметрических наблюдений [15].

предоставление данных фотографических наблюдений CQ Tau, опубликованных в статье [19]. Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президиума РАН "Нестационарные явления в астрономии", гранта ИНТАС N 03-15-6311 и гранта ИШ 1088.2003.2.

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

² Главная астрономическая обсерватория РАН (Пулково), Россия, e-mail: grinin@VG1723.spb.edu

³ Астрономический институт им. В.В.Соболева СПбГУ, Россия

ANALYSIS OF THE HISTORICAL LIGHT CURVE OF THE UX Ori STAR CQ Tau

D.N.SHAKHOVSKOJ¹, V.P.GRININ^{1,2,3}, A.N.RÖSTOPCHINA¹

The historical light curve of the UX Ori star CQ Tau, combined with our photometric data obtained in 1986-2003 is analysed. The long-term cyclic variability with characteristic time of about 21 years is found. Periodogram analysis reveals the presence of a shorter cycle of about 1020 days. Since the photometric activity of the UX Ori type stars is caused by the variable circumstellar (CS) extinction both these results indicate on the existence of the large-scale deviations of CS matter distribution from the axial symmetry. Orbiting the star these inhomogeneities produce the wave-like brightness changes. An analysis of the color-magnitude diagrams shows that the optical parameters of the CS dust is slightly different in the different parts of the 21 year cycle: near the light maximum the extinction is due to the larger particles. This means that decrease of the CS extinction in this part of the CS disk is caused by the decrease of the deposit by the small particles. It is natural to assume that this is a result of the coagulation of the small particles that precedes the formation of the planetesimals and planets.

Key words: *stars: variables: individual: CQ Tau*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.S.Thé, in "The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars", Eds. P.S.Thé et al., ASP Conf., 62, 1994, p.23.
2. Г.В.Зайцева, Астрофизика, 25, 471, 1986.

3. *W.Herbst, D.K.Herbst, E.A.Grossman*, Astron. J., **108**, 1906, 1994.
4. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov*, Astrophys. Space Sci., **186**, 283, 1991.
5. *V.P.Grinin*, in "Disks, Planetesimals and Planets", Eds. F.Garzón et. al., ASP Conf., **219**, 2000, p.216.
6. *A.Natta, B.Whitney*, Astron. Astrophys., **364**, 633, 2000.
7. *В.П.Цесевич, Б.А.Драгомирецкая*, Звезды типа RW Возничего, Наукова Думка, Киев, 1973.
8. *V.S.Shevchenko, K.N.Grankin, M.A.Ibragimov, S.Yu.Mel'nikov, S.D.Yakubov*, Astrophys. Space Sci., **202**, 137, 1993.
9. *V.S.Shevchenko, K.N.Grankin, M.A.Ibragimov, S.Yu.Mel'nikov, S.D.Yakubov*, Astrophys. Space Sci., **202**, 121, 1993.
10. *В.С.Шевченко, О.В.Ежкова*, Письма в Астрон. ж., **27**, 47, 2001.
11. *W.Herbst, V.S.Shevchenko*, Astron. J., **118**, 1043, 1999.
12. *В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской*, Письма в Астрон. ж., **24**, 925, 1998.
13. *А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской*, Письма в Астрон. ж., **25**, 291, 1999.
14. *C.Bertout*, Astron. Astrophys., **363**, 984, 2000.
15. *А.А.Бердюгин, С.В.Бердюгина, В.П.Гринин, Н.Х.Миникулов*, Астрон. ж., **67**, 812, 1990.
16. *L.Testi, A.Natta, D.S.Shepherd, D.J.Wilner*, Astron. Astrophys., **403**, 323, 2003.
17. *J.A.Eisner, B.F.Lane, L.A.Hillenbrand, R.L.Akeson, A.I.Sargent*, Astrophys. J., **613**, 1049, 2004.
18. *A.Natta, V.Grinin, V.Mannings*, in "Protostars and Planets IV", Eds. V.Mannings, A.Boss, S.S.Russell, Tucson: Univ. Arizona Press, 2000, p.559.
19. *Н.Х.Миникулов, В.Ю.Рахимов, Н.А.Валчкова*, Астрофизика, **36**, 55, 1993.
20. *А.А.Бердюгин*, Изв. КрАО, **87**, 107, 1993.
21. *В.П.Гринин*, Письма в Астрон. ж., **14**, 65, 1988.
22. *H.H.Klar, P.Bodenheimer*, Astrophys. J., **582**, 869, 2003.
23. *P.Goden, M.Livio*, Astrophys. J., **523**, 350, 1999.
24. *P.Goden, M.Livio*, Astrophys. J., **537**, 369, 2000.
25. *P.Barge, M.Viton*, Astrophys. J., **593**, L117, 2003.
26. *R.D.Mathieu, A.M.Ghez, E.K.N.Jensen, M.Simon*, in "Protostars and Planets IV", Eds. V.Mannings, A.Boss, S.S.Russell, Tucson: Univ. Arizona Press, 2000, p.559.
27. *P.Artimowics, C.Lubow*, Astrophys. J., **467**, L77, 1996.
28. *Н.Я.Сотникова*, (частное сообщение).
29. *В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева*, Письма в Астрон. ж., **28**, 667, 2002.
30. *В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, Н.Я.Сотникова*, Письма в Астрон. ж., **30**, 764, 2004.
31. *C.Lubow, P.Artimowics*, in "Protostars and Planets IV", Eds. V.Mannings, A.Boss, S.S.Russell, Tucson: Univ. Arizona Press, 2000, p.731.
32. *В.С.Сафронов*, Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. Наука, М., 1996.
33. *А.Н.Ростопчина*, Астрон. ж., **76**, 194, 1999.

УДК: 524.3:520.44

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ МИРЫ

А.А.АРХАРОВ, Е.И.ГАГЕН-ТОРН, Т.Ю.ПУЗАКОВА, Е.В.РУБАН

Поступила 15 декабря 2004

Принята к печати 12 января 2005

На основе данных Пулковской спектrophотометрической базы об абсолютных квази-мономатических потоках от звезды α Cet, в диапазоне длин волн 320–1080 нм, были определены ее физические параметры в различных фазах кривой блеска. Показано, что слой, излучающий в непрерывном спектре, расширился между фазами цикла, приходящимися на восходящую и нисходящую ветви кривой блеска. Расширение происходило со средней скоростью 32 км/с. В момент, когда блеск звезды упал примерно на три величины, ее радиус увеличился почти в три раза. За это же время температура слоя уменьшилась с 3000 К до 2200 К. Учитывая полученную скорость расширения, была подсчитана скорость потери массы. Она составила $3.7 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ /год.

1. *Введение.* Настоящая работа является продолжением работ по исследованию переменности звезд спектrophотометрической базы данных ГАО РАН в Пулкове. База данных содержит квазимономатические величины звезд в абсолютных энергетических единицах в диапазоне от 320 до 1080 нм.

В данной работе ставилась задача исследования спектральной переменности мономатических потоков от звезды α Cet, Миры, BS 681, красного гиганта спектрального класса M7 IIIe, с целью получения физических параметров звезды в различных фазах цикла.

Мира является родоначальником большого класса долгопериодических переменных звезд типа М, меняющих блеск в визуальном диапазоне спектра в очень больших пределах (до 8^m) в течение почти годового цикла. Несмотря на то, что Мира наблюдалась с конца XVI в., а последнее столетие изучалась особенно широко, проявление ее переменности настолько многообразно и сложно, что многие его детали до сих пор до конца не ясны. Так, из-за сильного бланкетирования континуума молекулярными полосами, практически нет работ, связанных с исследованием переменности непрерывного спектра звезды, не известны температура и радиус излучающего слоя в разных фазах цикла.

Настоящая работа дает полезную информацию об этом слое.

2. *Квазимономатические освещенности.* Звезда BS 681 представлена в базе данными трех сезонных каталогов, полученных на Безымянном перевале в Армении (информацию о сезонах наблюдений

и методике обработки результатов см. в [1-3]). Данные о наблюдениях приведены в табл.1. Здесь в первом столбце даны даты наблюдений (в течение одной ночи звезда наблюдалась один раз); во втором - юлианские дни, JD; в третьем - названия телескопов; в четвертом - спектральные диапазоны, $\lambda\lambda$, (в нм); в пятом - фазы цикла, ph , (фаза цикла определялась от нулевой эпохи, приведенной в [4], с периодом 333.4d, там же); о содержании шестого столбца будет сказано ниже; в последнем, седьмом столбце приведены обозначения сезонов наблюдений, P , согласно [3].

Таблица 1 .

ДАННЫЕ О НАБЛЮДЕНИЯХ

Дата	JD	Телескоп	$\lambda\lambda$ нм	ph_1	ph_2	P
14.02.1988	2447 206	ЦЕЙСС-600	510-1080	0.25	0.20	17
26.02.1988	" 218	"	"	0.28	0.23	"
22.09.1989	" 792	АЗТ-7	320-740	0.00	-0.05	8
23.09.1989	" 793	"	"	0.01	-0.04	"
24.09.1989	" 794	"	"	0.01	-0.04	"
25.09.1989	" 795	"	"	0.01	-0.04	"
26.10.1989	" 826	"	"	0.11	0.06	"
03.11.1989	" 834	"	"	0.13	0.08	"
04.11.1989	" 835	"	"	0.13	0.08	"
06.11.1989	" 837	"	"	0.14	0.09	19

Из таблицы видно, что наблюдения звезды не охватывали весь период переменности. Это связано с тем, что при составлении программы создания базы данных задача исследования переменности не ставилась, и наблюдения любой переменной звезды случайным образом попадали на отдельные фазы цикла.

Результаты наблюдений отдельных сезонов обрабатывались независимо. Для каждого наблюдения в каждой длине волны λ спектрального диапазона были получены значения квазимонохроматических освещенностей от звезды на внешней границе земной атмосферы, E_λ , в эрг $\cdot$ см $^{-2}$ с $^{-1}$ см $^{-1}$. Эти значения усреднялись по количеству наблюдений звезды за сезон и представлялись в величинах $m_\lambda = -2.5 \log E_\lambda$. Средние величины m_λ , а также их среднеквадратичные (стандартные) ошибки, S_λ , заносились в текущий (сезонный) каталог с шагом 2.5 нм.

На рис.1 приведены кривые распределения энергии в спектре α Ceti, соответствующие результатам наблюдений в разные сезоны (указаны в скобках). По вертикальной оси отложены звездные величины m_λ ; по горизонтальной - длины волн, λ , в нм. Для 19-го сезона на рисунке приведена одна кривая 3 (одно наблюдение). Для остальных сезонов даны границы коридора, в который попадают наблюдаемые величины в разные даты. Так, линиями 1 и 2 отмечены границы разброса величин,

полученных в 8-м сезоне: кривая 1 проведена через точки, соответствующие $(m_\lambda + S_{n\lambda})$, а кривая 2 - соответственно через точки $(m_\lambda - S_{n\lambda})$, где n - количество наблюдений за сезон, а $S_{n\lambda} = \sqrt{n} \cdot S_\lambda$. Аналогично проведены кривые 4 и 5 для 17-го сезона. На отрезках отложены максимальные величины случайных ошибок, $S_{0\lambda}$ [5], в разных участках спектра: в области длин волн короче 400 нм они не превышают $0^m.1$, в визуальной области - $0^m.04$, в инфракрасной - $0^m.02$.

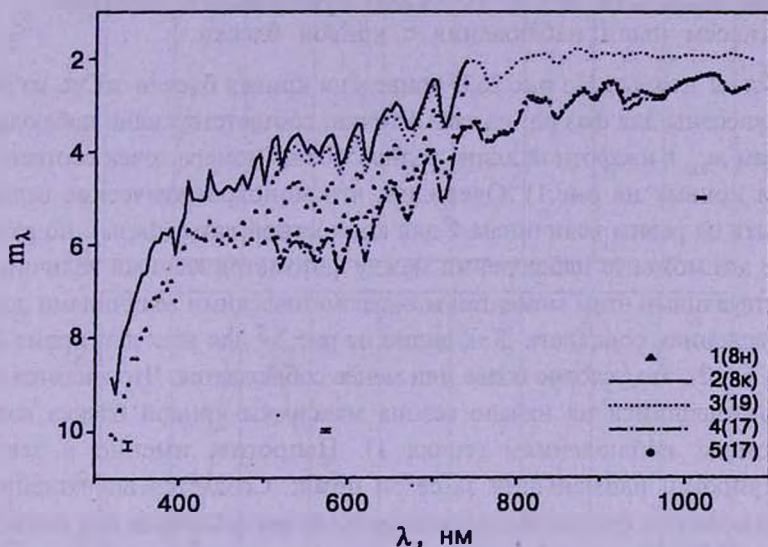


Рис.1. Распределение энергии в спектре *o Ceti* по данным различных сезонов наблюдений.

Очевидно, что для переменной звезды дисперсия результатов наблюдений, $S_{n\lambda}^2$, складывается из дисперсии случайного разброса наблюденных величин, $S_{0\lambda}^2$ и дисперсии, обусловленной переменностью светового сигнала, $S_{V\lambda}^2$. Для наблюдений в 8-м сезоне $S_{V\lambda}^2 \gg S_{0\lambda}^2$ [6], поэтому $S_{n\lambda} \approx S_{V\lambda}$, а различие кривых 1 и 2 не является случайным. Оно отражает реальные различия монохроматических потоков излучения от звезды. Чтобы установить, к каким датам относятся эти кривые, рассмотрим внимательнее табл.1. Даты наблюдений в 8-м сезоне (см. табл.1) представляют две группы: первые четыре даты (в начале сезона) и последние три (в его конце). Различие дат внутри групп не превышает 10 суток, между группами - превосходит месяц. Учитывая, что изменение потока излучения звезды происходит медленно в течение почти года, можно предположить, что различие величин, наблюденных в разных датах каждой группы, незначительно и сравнимо со случайным разбросом $S_{0\lambda}$. Значительно же превышающее случайный разброс различие кривых 1 и 2 относится к систематическому расхождению данных указанных групп. При этом можно считать, что кривые 1 и 2, с точностью до разброса результатов наблюдений

в группах, характеризуют средние распределения энергии, полученные в соответствующих датах. Поскольку даты конца 8-го сезона близки к дате 19-го сезона, то близость кривой 2 к кривой 3, полученной в 19-м сезоне (см. рис.1), позволила отнести кривую 2 к концу 8-го сезона (8_+), а кривую 1, следовательно, к его началу (8_-).

Расхождения же данных 4 и 5 имеют тот же порядок, что и случайные расхождения ($S_{\nu\lambda} \approx S_{0\lambda}$), и в дальнейшем мы на них останавливаться не будем, используя для 17-го сезона усредненные значения.

Соотнесем наши наблюдения с кривой блеска.

3. *Фазы цикла.* На рис.2а,б приведена кривая блеска σ Ceti из [4]. На рис.2а нанесены для фаз ρh_1 из табл.1 точки, соответствующие наблюдаемым величинам m_{550} в изотопной длине волны 550 нм (номера точек соответствуют номерам кривых на рис.1). Очевидно, что монохроматические величины могут быть не равны величинам V для конкретной даты (фазы), но разности в любые два момента наблюдений между фотометрическими величинами и соответствующими этим моментам монохроматическими величинами должны, по определению, совпадать. Как видно из рис.2а, для всех дат, кроме сезона 8 (точки 1 и 2), это условие более или менее соблюдается. Что касается сезона 8, то приходящийся на начало сезона максимум кривой блеска вовсе не соответствует наблюдениям (точка 1). Напротив, именно в эти даты зарегистрирован наименьший за сезон поток. Создается впечатление, что период изменения блеска звезды, который мы использовали для вычисления фаз, 333.4d, несколько меньше, чем реальный период. Действительно, небольшая неточность в его определении могла дать за 28 циклов (с момента нулевой эпохи, используемой нами, [4]) заметный сдвиг максимума.

Мы попытались подобрать такой период, который бы устранил наблюдаемое несоответствие. Лучше всего наблюдаемым данным удовлетворил период 334.0d. Фазы цикла, ρh_2 , полученные при пересчете с этим периодом от нулевой эпохи [4], приведены в столбце 6 табл.1, а на рис.2б точками отмечены те же величины m_{550} , что и на рис.2а, но для фаз ρh_2 . Чтобы привести в соответствие монохроматические и фотометрические величины, для всех значений m_{550} была введена поправка. Она определялась как средняя разность между монохроматическими и фотометрическими данными в фазах ρh_2 и оказалась равной $-0^m.20$. Вычисленные с этой поправкой значения $V_n = m_{550} - 0^m.20$ соответствовали фотометрическим величинам звезды в моменты наблюдений. Как видно на рис.2б, вычисленные величины V_n (крестики) практически легли на кривую блеска, а разности между фотометрическими величинами в различные фазы цикла совпали с разностями монохроматических величин в те же фазы. Для найденного периода 334.0d можно посчитать дату

максимума в исследуемом цикле. Он пришелся на 8.10.1989г. Наблюдений в эту ночь не было (см. табл.1).

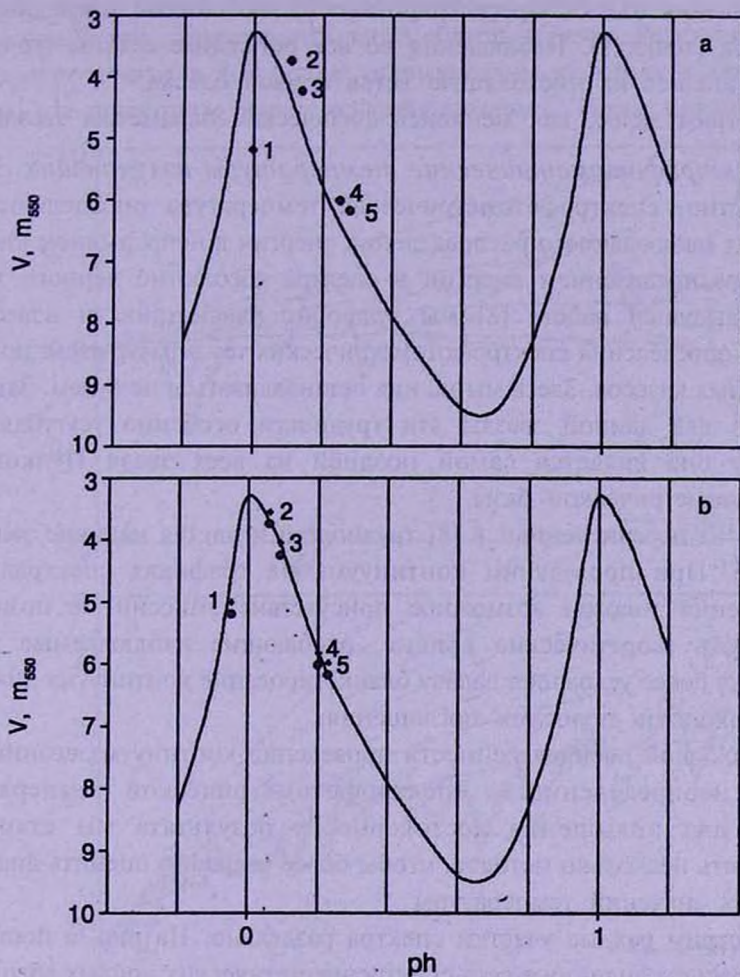


Рис.2. Кривая блеска *oCet* [4] (сплошная линия) и наблюдаемые квазимонохроматические величины m_{550} (точки) в изофотной длине волны 550 нм для фаз ph_1 (a) и ph_2 (b). Крестики - вычисленные величины V_i для фаз ph_i .

Заметим, что в 1937г. в обзоре [7] для звезды *oCet* дан период изменения блеска 330d. В работе [4] авторы привели определенный до 1971г. средний период изменения блеска *oCet*, который составил 331.65d. Сами же они определили период в 333.4d. Чтобы удовлетворить нашим данным, период должен быть 334.0d. Учитывая, что каждый раз период корректировался в сторону увеличения, можно предположить, что поправки периода связаны не с неточностью его определения в то или иное время, а с постепенным увеличением самого периода изменения блеска данной звезды.

Итак, наблюдения в первые даты 8-го сезона попали на восходящую

ветвь кривой блеска, когда поток излучения от звезды увеличивался (точка 1 на рис.2b). Затем блеск достиг максимума и начал падать. Начало падения блеска зарегистрировано наблюдениями последних дат 8-го сезона (точка 2). Наблюдения во все остальные сезоны (точки 3, 4 и 5) пришлись на нисходящую ветвь кривой блеска.

Посмотрим далее, как менялись физические параметры звезды.

4. Спектрофотометрические температуры излучающих слоев.

Как известно, спектрофотометрическая температура определяется из совпадения наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре звезды с распределением энергии в спектре абсолютно черного тела.

В предыдущей работе [8] мы подробно рассматривали известные трудности определения спектрофотометрических температур звезд поздних спектральных классов. Здесь мы на них останавливаться не будем. Заметим лишь, что для данной звезды эти трудности особенно усугубляются, поскольку она является самой поздней из всех звезд Пулковской спектрофотометрической базы.

Одной из перечисленных в [8] трудностей является наличие эмиссии в спектре. При проведении континуума на графиках спектрального распределения энергии возможное присутствие эмиссии не позволяет использовать теоретические кривые, огибающие наблюдаемые точки сверху. Еще более усложняет задачу бланкетирование континуума линиями и молекулярными полосами поглощения.

При большой неопределенности проведения континуума возникает и большая неопределенность спектрофотометрической температуры. Поэтому для повышения достоверности результата мы старались использовать несколько методов, чтобы более уверенно оценить диапазон возможных значений температуры.

Рассмотрим разные участки спектра отдельно. На рис.3а построена в инфракрасном диапазоне сеть спектроэнергетических кривых абсолютно черного тела различной температуры и наблюдаемые спектральные распределения энергии для звезды α Ceti, полученные в 17-м и 19-м сезонах. На отрезке отложена величина средней ошибки наблюдений в представленном диапазоне. Все данные нормированы к потоку в длине волны 820 нм. Строго говоря, континуум в λ 820 нм несколько искажен вследствие бланкетирования полосами поглощения TiO и VO [9]. Это искажение может отразиться на значении спектрофотометрической температуры. Но, поскольку метод определения температуры основан не на одной точке спектра, то можно надеяться, что влияние бланкетирования в данном случае не сильно испортит результат. Ниже мы еще вернемся к влиянию бланкетирования.

На рис.3а видно, что в 17-м сезоне наблюдаемая кривая континуума

лежит между теоретическими кривыми с температурами $2100 + 2300$ К, а 19-м - с температурами $2800 + 3000$ К. Различие температур двух кривых, ΔT , таким образом, составляет ~ 700 К.

На рис.3б представлена визуальная область спектра. Результаты наблюдений, полученные в 8-м сезоне, нормированы к потоку в длине волны 380 нм, где континуум менее искажен линиями. Также нормированы и

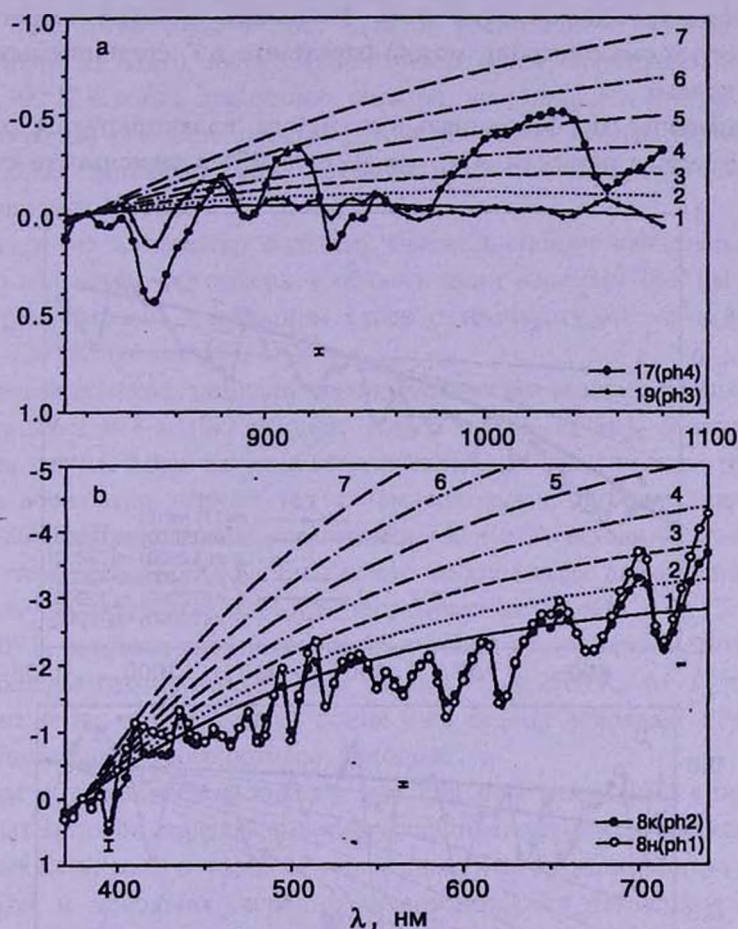


Рис.3. Распределение энергии в спектре абсолютно черного тела различной температуры: 3100 К (1), 2900 К (2), 2700 К (3), 2500 К (4), 2300 К (5), 2100 К (6), 1900 К (7) и наблюдаемые распределения в спектре σ Ceti в разные сезоны в диапазонах инфракрасном (а) и визуальном (б).

теоретические данные. На отрезках отложены величины ошибки наблюдений в разных частях спектра. Видно, что распределения энергии в спектре звезды в начале и конце 8-го сезона практически не различаются и соответствуют температурам $2800 + 3000$ К. Можно считать, что температура оставалась постоянной, а, если и менялась, то в сторону небольшого повышения температуры к концу сезона.

Получить различие спектрофотометрических температур двух кривых можно также дифференциальным методом, а именно, сравнить зависимости от длины волны наблюдаемых и теоретических разностей монохроматических величин для разных наблюдений и разных температур. Составляющая непрерывного спектра в наблюдаемой дифференциальной кривой является монотонной функцией длины волны и определяет общую тенденцию длинноволновой зависимости Δm_λ . Установив, с какой теоретической зависимостью она совпадает, можно определить ΔT сравниваемых наблюдаемых кривых.

Применение дифференциального метода иллюстрируется рис.4. На рис.4а нанесены разности $\Delta m_\lambda = m_\lambda(17) - m_\lambda(19)$ в зависимости от длины

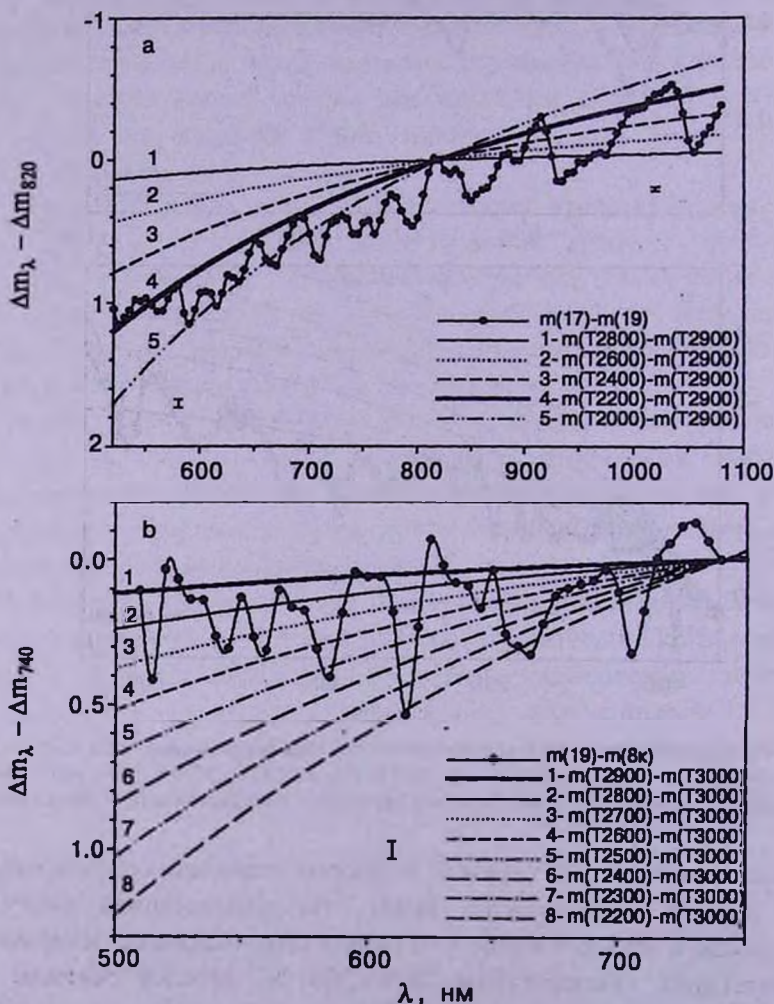


Рис.4. Зависимости разности монохроматических величин от длины волны для абсолютно черных тел различной температуры и для *o* Set в разные сезоны: а) $m_\lambda(17) - m_\lambda(19)$, нормировка в $\lambda 820$ нм, б) $m_\lambda(19) - m_\lambda(8к)$, нормировка в $\lambda 740$ нм.

волны и построена сеть теоретических разностей величин абсолютно черных тел, для которых температуры излучения различаются от -100 до -900 К. Исходная температура -2900 К (наиболее вероятная температура для кривой 19, полученная абсолютным методом). Длина волны нормировки -820 нм. На отрезках отложены средние ошибки Δm_λ .

Несмотря на огромное количество деталей в наблюдаемой кривой, можно отчетливо видеть рост Δm_λ с увеличением длины волны. Закономерность этого роста хорошо описывается теоретической кривой с $\Delta T = 700$ К в обоих диапазонах спектра, визуальном и инфракрасном. Следовательно, различие спектрофотометрических температур в 17-м и 19-м сезонах составляет 700 К. Такая же разность температур получается и абсолютным методом.

Совпадение температур в разных участках спектра свидетельствует о том, что излучение фотосферы в области длин волн 510-1080 нм определялось равновесным излучением слоев с температурой ~ 2900 К (сезон 19) и ~ 2200 К (сезон 17).

На рис.4б показаны разности монохроматических величин звезды, наблюдаемых в 19-м и 8-м (8к) сезонах, $\Delta m_\lambda = m_\lambda(19) - m_\lambda(8к)$, в зависимости от длины волны. Здесь же дана сеть аналогичных зависимостей разностей величин абсолютно черных тел с температурами, различающимися на $-100 + -800$ К. Длина волны нормировки 740 нм. За исходную температуру принята температура 3000 К. Видно, что наблюдаемая дифференциальная кривая лучше всего соответствует теоретической кривой с $\Delta T \approx -100$ К. Если 2900 К является спектрофотометрической температурой, описывающей наблюдаемую кривую в 19-м сезоне, $T_{19} = 2900$ К, то $T_{8к} = 3000$ К. Такое значение температуры в конце 8-го сезона совпадает с температурой, полученной абсолютным методом.

Таким образом, использование при сильном искажении континуума различных методов определения спектрофотометрической температуры и различных длин волн нормировки позволило нам взаимно контролировать результаты и довольно уверенно утверждать, что температуры слоев лежат в следующих диапазонах: $T_{8к} = 2800 - 3000$ К, $T_{8к} = 2800 - 3000$ К, $T_{19} = 2800 - 3000$ К и $T_{17} = 2100 - 2300$ К.

Если соотнести наблюдения с фазами цикла (см. рис.2), то можно сказать, что между 1-й и 2-й фазами температура слоев, излучающих в непрерывном спектре, практически оставалась постоянной и была равна $2800 + 3000$ К. На нисходящей ветви кривой блеска между 3-й и 4-й фазами температура падала и в 4-й фазе уменьшилась на ~ 700 К.

Посмотрим теперь, как менялись радиусы слоев.

5. *Радиусы слоев.* Зная температуры слоев, излучающих в непрерывном спектре в любых двух фазах цикла ($\phi 1$ и $\phi 2$), а также изменение

светового потока в отдельных длинах волн в этих фазах, $m_{\phi_2} - m_{\phi_1}$, можно определить изменение радиуса излучающего слоя звезды, R_{ϕ_2}/R_{ϕ_1} . Для этого воспользуемся известной формулой, связывающей абсолютную величину звезды M в длине волны λ с ее температурой T и радиусом R ,

$$M = C_{\lambda} - 5 \log R + 1.56/\lambda T + 2.5 \log(1 - 10^{-0.624/\lambda T}), \quad (1)$$

где C_{λ} - член, зависящий только от λ . Для наших значений температур последний член в формуле (1) $\ll -0.01$, и им можно пренебречь. Учитывая, что разность абсолютных величин звезды (ΔM) в разные моменты времени равна разности ее видимых величин (Δm), получим следующую формулу, определяющую отношение радиусов в моменты времени, соответствующие фазам ϕ_1 и ϕ_2 :

$$\log(R_{\phi_2}/R_{\phi_1}) = 1.56(1/T_{\phi_2} - 1/T_{\phi_1})/5\lambda - (m_{\phi_2} - m_{\phi_1})/5. \quad (2)$$

В табл.2 приведены длины волн условного континуума, в которых наблюдаемые потоки лучше, чем в других длинах волн, совпали с теоретическими значениями во всех фазах цикла. Для каждой длины волны даны наблюдаемые квазимонохроматические величины в различных фазах: 1-й (m_1), 2-й (m_2), 3-й (m_3) и 4-й (m_4).

Таблица 2

КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗДЫ В РАЗНЫХ ФАЗАХ ЦИКЛА

λ (нм)	m_1	m_2	m_3	m_4
380.0	6.820	5.718		
390.0	6.787	5.627		
490.0	5.281	4.205		
525.0	5.094	4.028	4.144	6.212
530.0	4.782	3.792	3.978	6.001
535.0	4.707	3.711	3.900	5.871
540.0	4.665	3.637	3.951	5.847
545.0	4.818	3.790	4.147	6.052
550.0	5.188	4.048	4.227	6.111
555.0	4.935	3.869	4.186	6.120
575.0	4.851	3.727	3.954	5.776
580.0	4.705	3.645	4.005	5.800
650.0	4.072	3.172	3.256	4.735
740.0	2.552	2.048	2.095	3.531
815.0			1.975	2.880
820.0			1.952	2.867
902.5			1.874	2.654
905.0			1.880	2.598
907.5			1.876	2.568
1020.0			1.936	2.389
1022.5			1.927	2.380
1025.0			1.928	2.374
1027.5			1.938	2.369

В предыдущем разделе были определены следующие диапазоны температур слоев: $T_1 = 2800 - 3000$ К (в 1-й фазе), $T_2 = 2800 - 3000$ К (во 2-й фазе), $T_3 = 2800 - 3000$ К (в 3-й фазе) и $T_4 = 2100 - 2300$ К (в 4-й фазе).

Используя данные табл.2 и наиболее вероятные значения температур 3000 К (T_1), 3000 К (T_2), 2900 К (T_3) и 2200 К (T_4) (см. раздел 4), можно вычислить отношения радиусов слоев в различных фазах по формуле

Таблица 3

ОТНОШЕНИЯ РАДИУСОВ СЛОЕВ

λ (нм)	R_2/R_1	R_3/R_1	R_4/R_1	R_4/R_1
380.0	1.66			
390.0	1.71			
490.0	1.64			
525.0	1.63	1.11	1.73	3.14
530.0	1.58	1.07	1.74	2.95
535.0	1.58	1.07	1.76	2.98
540.0	1.61	1.01	1.79	2.91
545.0	1.61	0.99	1.77	2.80
550.0	1.69	1.07	1.76	3.18
555.0	1.63	1.00	1.70	2.78
575.0	1.68	1.04	1.70	2.97
580.0	1.63	0.98	1.70	2.71
650.0	1.51	1.09	1.70	2.81
740.0	1.26-	1.09	1.50-	2.07-
815.0			1.73	
820.0			1.72	
902.5			1.67	
905.0			1.72	
907.5			1.73	
1020.0			1.76	
1022.5			1.75	
1025.0			1.76	
1027.5			1.76	
$(R_4/R_1)=2.96\pm.12$ $T_1=3000\text{K}, T_2=3000\text{K}$ $T_3=2900\text{K}, T_4=2200\text{K}$	$1.63\pm.05$	$1.05\pm.04$	$1.73\pm.03$	$2.92\pm.15$
$(R_4/R_1)=2.32\pm.13$ $T_1=3000\text{K}, T_2=3000\text{K}$ $T_3=3000\text{K}, T_4=2300\text{K}$	$1.63\pm.05$	$0.90\pm.03$	$1.60\pm.04$	$2.27\pm.09$
$(R_4/R_1)=2.80\pm.15$ $T_1=2800\text{K}, T_2=2800\text{K}$ $T_3=2800\text{K}, T_4=2100\text{K}$	$1.63\pm.05$	$0.90\pm.03$	$1.93\pm.06$	$2.84\pm.14$
$(R_4/R_1)=2.69\pm.17$ $T_1=2800\text{K}, T_2=3000\text{K}$ $T_3=2800\text{K}, T_4=2100\text{K}$	$1.15\pm.05$	$1.21\pm.06$	$1.93\pm.06$	$2.84\pm.14$
$(R_4/R_1)=2.13\pm.16$ $T_1=2800\text{K}, T_2=3000\text{K}$ $T_3=2800\text{K}, T_4=2200\text{K}$	$1.15\pm.05$	$1.21\pm.06$	$1.53\pm.05$	$2.15\pm.08$

(2). В табл.3 приведены результаты вычислений в каждой длине волны и усредненные по длинам волн значения и их погрешности без учета отскакивающих значений (помечены в таблице знаком "-"). Усредненные значения приведены как для указанных температур, так и для других возможных температур, полученных нами. Температуры даны в левом столбце. Здесь же приведены отношения радиусов в крайних фазах, $(R_4/R_1)'$, вычисленные как произведение отношений в последовательных промежуточных фазах: $(R_4/R_1)' = (R_2/R_1) \cdot (R_3/R_2) \cdot (R_4/R_3)$. Равенство отношений, вычисленных через промежуточные фазы и полученных путем прямого сравнения данных, $R_4/R_1 \approx (R_4/R_1)'$, подтверждает достоверность результатов.

По результатам, приведенным в табл.3, можно судить о роли бланкетирования континуума в отдельных длинах волн, в частности, в длинах волн нормировки: $\lambda 380$ нм, $\lambda 740$ нм и $\lambda 820$ нм. Видно, что его влияние в $\lambda 740$ нм сказывается на результатах вычислений довольно заметно: отношение размеров слоев может отличаться от среднего значения на 25%. Влияние же бланкетирования в $\lambda 380$ нм и $\lambda 820$ нм не превышает 5% и сравнимо с величиной случайной ошибки.

Из таблицы видно, что наблюдаемые потоки излучения в последовательных фазах цикла приходили к нам из слоев, все более и более удаленных от центра звезды. Исключение составляет отношение R_3/R_2 при равных температурах слоев. По-видимому, предположение о равных температурах во 2-й и 3-й фазах неверно.

6. *Скорости слоев.* Увеличение размера излучающего слоя может обеспечиваться двумя путями.

С одной стороны, ударная волна (действием ее объясняются многие особенности в спектрах Миры [10,11]) приводит газ в движение.

С другой стороны, проходя через атмосферу, волна нагревает газ, ионизуя его. После прохождения волны газ высвечивается. Вслед за волной высвечиваются все более высокие слои. Однако энергии волны недостаточно, чтобы за счет нее объяснить всю излучаемую звездой энергию [10]. Кроме того, настоящее исследование показало, что распределение энергии в спектре практически соответствует равновесному излучению.

Поэтому более вероятно, что полученное нами увеличение размеров слоев во всех последовательных фазах цикла связано, в основном, с их движением наружу. Это согласуется с фактом, установленным по линиям и известным еще из работ Г.А.Шайна (см., например, [12]), что в атмосфере долгопериодических переменных звезд имеются только восходящие движения материи. Впоследствии эти движения были объяснены действием ударной волны, которая возникает в глубоких слоях атмосферы и приводит в движение неподвижный газ [10].

Если принять, что причиной движения исследуемых нами слоев также является ударная волна, то она, очевидно, пришла из более глубоких подфотосферных слоев. Приведенные в движение слои фотосферы достигли в 4-й фазе цикла расстояния, почти в три раза превышающего радиус звезды. Зная время между фазами цикла, t , и изменение за это время радиуса излучающего слоя, ΔR , можно определить скорость движения слоя: $v = \Delta R/t$.

За радиус слоя в 1-й фазе, R_1 , мы приняли значение, которое равно наименьшему значению радиуса Миры - $1.3 \cdot 10^{13}$ см [13]. С этим значением R_1 мы получили следующие средние скорости расширения между последовательными фазами (в скобках приведены минимальная и максимальная скорости): $v_{1-2} = 15(6 \pm 25)$ км/с, $v_{2-3} = 45(23 \pm 67)$ км/с, $v_{3-4} = 37(27 \pm 47)$ км/с.

Средняя скорость между 1-й и 4-й фазами равна (32 ± 16) км/с. Однако видно, что распределение скоростей не случайное: между 1-й и 2-й фазами скорость меньше, чем между 2-й и 4-й (средняя скорость 41 км/с). По-видимому, скорость на нисходящей ветви кривой блеска больше.

Подобное распределение скоростей согласуется с распределением скоростей слоев, излучающих в линиях. Хотя последние по величине больше, но они также увеличиваются с фазой цикла и равны 30-35 км/с на восходящей ветви кривой блеска и 50-55 км/с в максимуме [10].

7. Потеря массы. Как известно, восходящие движения в атмосфере Миры приводят к выбрасыванию вещества и образованию движущейся протяженной оболочки. В этой оболочке на разных уровнях образуются как эмиссионный спектр, так и спектр поглощения. В ней же в 4-й фазе цикла образовался, по-видимому, и непрерывный спектр. Размер и скорость слоя, излучающего непрерывный спектр, несколько меньше размера и скорости слоя, излучающего линейчатый спектр.

Исследования показали, что в ближней инфракрасной области в переменности доминирует слой воды [14]. "Горячий" ($T \approx 2000$ К) слой H_2O высокой плотности находится вблизи поверхности звезды около минимума и движется вместе со звездной пульсацией. Толщина слоя равна 1-2 звездных радиуса. Расстояние, пройденное между 1-й и 4-й фазами цикла исследуемым нами слоем, также составило $(1.15 + 1.92) R_1$ (см. табл.3). По-видимому, именно "горячий" слой воды был выброшен звездой за время $t = 7.214 \cdot 10^6$ с.

Посчитаем, какую массу вещества потеряла при этом звезда. Скорость потери массы за год ($3.16 \cdot 10^7$ с) определяется формулой:

$$\dot{M} = 4\pi \cdot R_1^2 \cdot \rho \cdot v \cdot 3.16 \cdot 10^7, \quad (3)$$

где ρ - плотность вещества, v - скорость расширения слоев. Если в

формулу (3) подставить выражение для $\rho = n \cdot \mu$ (n - количество молекул в см^3 , μ - масса одной молекулы) и для $v = (R_4 - R_1)/t$, то она преобразуется в следующую:

$$\dot{M} = 4\pi \cdot R_1^2 \cdot \mu \cdot N \cdot 3.16 \cdot 10^7 / t, \quad (4)$$

где N - количество молекул по лучу зрения в столбце с площадью основания 1 см^2 (предполагаем, что подавляющее большинство молекул сосредоточено в слое толщиной $R_4 - R_1$).

Принимая $N(\text{H}_2\text{O}) = 3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [14] и $\mu(\text{H}_2\text{O}) = 3 \cdot 10^{-23} \text{ г}$, получим $\dot{M} = (3.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$. Это значение является, по-видимому, нижним пределом скорости потери массы, поскольку приведенное значение N , согласно [14], есть нижний предел плотности. Потери массы, полученные по данным ИК-фотометрии, составляют $2.5 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$ для Миры [15] и $\sim 10^{-7} M_\odot / \text{год}$ для некоторых подобных ей звезд [16].

Значение скорости потери массы можно вычислить по известному статистическому закону Реймерса [17]:

$$\dot{M} = -4 \cdot 10^{-13} \cdot L \cdot R / M, \quad (5)$$

где L , R и M - светимость, радиус и масса звезды в солнечных единицах. Подставив в эту формулу значения $R = 186 + 286 R_\odot$ [13], $M = 0.8 \pm 1.5 M_\odot$ [13] и $L = 2500 L_\odot$ [18], получим скорость, равную $(1.2 + 3.6) \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$. С верхним пределом этой скорости практически совпала найденная нами скорость, хотя мы предполагаем, что она несколько занижена.

8. Заключение. Исследования непрерывного спектра Миры показали, что слой, излучающий в непрерывном спектре, расширился между фазами цикла, приходящимися на восходящую и нисходящую ветви кривой блеска. Расширение происходило со средней скоростью 32 км/с . В результате в 4-й фазе радиус слоя почти в 3 раза превысил радиус звезды. За это же время температура слоя уменьшилась с 3000 К до 2200 К . С учетом полученной скорости расширения, скорость потери массы составила $3.7 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}$.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: root@VG3823.spb.edu

SPECTROPHOTOMETRIC VARIABILITY OF MIRA

A.A.ARKHAROV, E.I.HAGEN-TORN, T.U.PUZAKOVA, E.V.RUBAN

The physical parameters of α Cet for different phases of its light curve have been found on the basis of the data of Pulkovo spectrophotometric base of the absolute quasi-monochromatic fluxes in wavelength range of 320-1080 nm. The layers, which radiate in continuum is shown to be expanded between the phases of cycle, which fall on the ascending and descending branches of light curve. The mean velocity of expansion was 32 km/s. When the brightness of the star decreased by about three magnitudes its radius increased by three times. At the same time the temperature of the layers decreased from 3000 K to 2200 K. Taking into account the expansion velocity the mass loss was found to be $3.7 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{year}$.

Key words: *stars: variables: spectra - individual: α Cet*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Alexeeva, A.Arkharov, V.Galkin et al., Baltic Astron., 5, 603, 1996.
2. G.Alexeeva, A.Arkharov, V.Galkin et al., Baltic Astron., 6, 481, 1997.
3. А.А.Архаров, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, Изв. ГАО, 212, 247, 1998.
4. G.W.Lockwood, R.F.Wing, Astrophys. J., 169, 63, 1971.
5. Е.И.Гаген-Торн, Изв. ГАО, 211, 26, 1996.
6. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Е.В.Рубан, Изв. ГАО, 215, 21, 2000.
7. Б.В.Кукаркин, П.П.Паренаго, Физические переменные звезды, ОНТИ НКТП СССР, 1937.
8. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, Т.Ю.Пузакова, Е.В.Рубан, Изв. ГАО, 216, 496, 2002.
9. A.P.Jacob, M.Scholz, Mon. Notic., Roy. Astron. Soc., 336, 1377, 2002.
10. В.Г.Горбачкий, И.Н.Минин, Нестационарные звезды, Физ.-мат. лит., М., 1963.
11. В.Г.Горбачкий, Изв. КрАО, 90, 64, 1995.
12. Г.А.Шайн, Изв. АН СССР, сер. физ., 9, 161, 1945.
13. S.J.Hill, L.A.Wilson, Astrophys. J., 229, 1029, 1979.
14. M.Matsuura, I.Yamamura, J.Cami, T.Onaka, H.Murakami, Astron. Astrophys., 383, 972, 2002.
15. N.Ryde, F.L.Schoier, Astrophys. J., 547, 384, 2001.
16. M.Jura, S.G.Kleinmann, Astrophys. J. Suppl. Ser., 79, 105, 1992.
17. D.Reimers, Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes, Berlin, 1975.
18. А.А.Архаров, Е.И.Гаген-Торн, В.Д.Галкин и др., Каталог спектральных, фотометрических, пространственных и физических характеристик 693 ярких звезд, деп. в ВИНТИ, №2327-B97, 1997.

УДК: 524.3:520.82

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

**В.Т.ДОРОШЕНКО¹, С.Г.СЕРГЕЕВ², Н.И.МЕРКУЛОВА³,
Е.А.СЕРГЕЕВА², Ю.В.ГОЛУБИНСКИЙ², В.И.ПРОНИК²,
Н.Н.ОХМАТ²**

Поступила 24 ноября 2004

Принята к печати 17 января 2005

Представлены результаты CCD BVRI-наблюдений звезд сравнения в окрестностях 22 галактик с активными ядрами в диапазоне прямых восхождений от 0 до 12 часов, из которых 19 сейфертовских галактик. Диапазон звездных величин наблюдавшихся звезд от $V=11$ до $V=17$. Для звезд не слабее $V=14$ типичная фотометрическая ошибка составляет 0.01 зв. вел. Звездные величины в B , V , R , I полосах большинства звезд ранее не были известны. Карты размером $14' \times 14'$ для отождествления звезд прилагаются. Эти результаты могут быть использованы для дифференциальной фотометрии ядер активных галактик в B , V , R , I полосах.

1. *Введение.* В конце 2001г. мы начали интенсивный B , V , R , I мониторинг сейфертовских (SyG) и других активных галактик (AGN) в Крымской астрофизической обсерватории. Цель нашей программы заключалась в как можно более частых наблюдениях нескольких десятков объектов. Однако по ходу выполнения этой работы мы столкнулись с проблемой нехватки звезд сравнения в окрестностях многих сейфертовских галактик.

В последние несколько лет были опубликованы звездные величины звезд сравнения, удобные для использования в дифференциальной CCD-фотометрии, главным образом, фотометрии блазаров (например, в работах [1,2] в V , R , I полосах; [3] в B , V , R , I ; [4,5] в B , V , R ; [6] в U , B , V , R , I и J , H , K полосах). Звездные величины звезд сравнения в V , R , I фильтрах для нескольких сейфертовских галактик были опубликованы в [7].

Тем не менее, для многих объектов, которые мы наблюдали, не было звезд с абсолютной калибровкой, или такие звезды были слишком яркими для CCD-фотометрии, или они были вне нашего CCD-кадра, или они имели измерения только в 2-3 полосах.

По этой причине мы и решили сделать работу по калибровке звезд сравнения в окрестностях тех сейфертовских галактик, которые входили в нашу программу мониторинга. Программа включает 44 объекта. В этой статье приводятся наши первые результаты для 22 ярких активных

галактик, имеющих прямое восхождение от 0 до 12 часов. В работе мы представляем процесс наших наблюдений и обработки данных, обсуждаем источники фотометрических ошибок, приводим в табличном виде B , V , R , I звездные величины 168 звезд сравнения в окрестностях 22 AGN, а также публикуем карты отождествления звезд в поле размером $14' \times 14'$. Кроме того, мы сравниваем наши данные по звездам сравнения с опубликованными данными других авторов, когда имеется хотя бы одна общая звезда.

2. Наблюдения и измерения.

2.1. *Наблюдения.* Мы начали мониторинг AGN в конце 2001г. в Крымской астрофизической обсерватории на 70-см телескопе (АЗТ-8). CCD-камера AP7p была установлена в прямом фокусе ($f = 282$ см) телескопа. CCD-чип имел 512×512 пикселей, и при таком фокусном расстоянии получались изображения с масштабом $1.755''/\text{пиксел}$ и полем зрения $15' \times 15'$. Динамическое разрешение CCD равно 16 бит, квантовая эффективность в максимуме $QE = 85\%$. Максимально возможный для измерения отсчет, когда CCD достигает насыщения, составляет около 40000 ADU, коэффициент перевода из единиц ADU в электроны, $gain = 5.6 \text{ e}^-/\text{ADU}$, шум считывания $= 2.3 \text{ ADU} = 13 \sim \text{e}^-$.

Перед камерой установлены B , V , R , RI , I фильтры, причем фильтр RI довольно хорошо представляет фильтр I в системе Кузинса, а другие соответствуют B , V , R , I фильтрам в системе Джонсона. Контроль вращения фильтров реализован через последовательный порт компьютера. Мы делали серию экспозиций в B , V , R , RI , I фильтрах со стандартной экспозицией 60, 40, 30, 25, и 40 секунд соответственно. Стандартное время экспозиции можно было менять с задаваемым множителем в зависимости от яркости наблюдаемого объекта. Как правило, для каждого объекта мы делали по 4 серии экспозиций в ночь в каждом фильтре, а до и после наблюдения объекта получали по одному изображению байеса и по 2 изображения с темновым током с максимальной экспозицией, т.е. соответствующей времени наблюдения объекта в фильтре B . Таким образом, для каждого объекта мы использовали по два изображения байеса и 4 изображения с темновым током. Не менее 4 изображений плоского поля (FF) в каждом фильтре обычно получались при сумеречном небе на закате или на восходе Солнца при каждой смене установки матрицы на телескопе. Обычно для этой процедуры выбирались области неба, где отсутствовали звезды ярче 14-15 звездной величины. Изображения с байесом, темновым током и плоскими полями очищались от выбросов (так называемых, "горячих" и "холодных" частиц) путем сравнения большого числа кадров, полученных в течение ночи. Алгоритм чистки основан на по-пиксельном сравнении отдельных кадров с усредненным кадром для каждой ночи наблюдений. Критерием для чистки мы выбрали

величину 4σ . Изображения объекта после вычитания из него изображений с чистым байесом, темновым током и после учета чистого плоского поля затем измерялись. Все фотометрические измерения были сделаны методом апертурной фотометрии. Для каждого AGN мы отобрали от 3 до 20 кандидатов в звезды сравнения. Выбранные звезды были измерены с круговой апертурой диаметром $15''$. Обычно фон неба определялся вокруг каждой звезды в кольце с внутренним радиусом $20''$ и шириной $20''$. Далее дифференциальная фотометрия всех звезд, выбранных в качестве кандидатов в звезды сравнения в каждом изображении, проводилась относительно одной звезды, принятой в качестве основной, или главной звезды для данной активной галактики.

Все фотометрические редукиции выполнялись с помощью пакета программ для апертурной фотометрии CCDPHOT и CCDPROC, разработанных С.Г.Сергеевым.

2.2. Фотометрические ошибки. Мы рассмотрели следующие источники ошибок:

1. Ошибки, связанные со статистикой фотонов. $\sigma = (N \times \text{gain})^{1/2} / \text{gain}$.

В нашем случае $\text{gain} = 5.6 \text{ e}^-/\text{ADU}$, N - накопленный отсчет в единицах ADU. Разумеется, ошибки, связанные с вычитанием фона неба и темнового тока, вычисленные с использованием этой формулы, складывались квадратичным образом. В нашем случае ошибки, связанные с фоном неба, существенно превышали ошибки, обусловленные темновым током. Средний отсчет CCD от темнового тока равен $21 \text{ ADU}/\text{мин}$, если температура CCD равнялась $T = -30^\circ \text{C}$. При увеличении температуры отсчет на темновой ток возрастал экспоненциально приблизительно на 10.5% на 1°C . Обычно камера охлаждалась на 50°C относительно температуры окружающего воздуха. В большинстве случаев температура CCD-чипа не превышала -26°C .

2. Ошибки, связанные с шумом считывания. $\sigma = (\pi)^{1/2} \times \sigma_r \times R$.

Здесь R - радиус апертуры в пикселах, а σ_r - шум считывания в расчете на 1 пиксел. Для нашей CCD-камеры $\sigma_r = 2.3 \text{ ADU}$.

3. Ошибки шума считывания, связанные с коррелированными изменениями байеса. Известно, что величина байеса в CCD-изображении показывает низкочастотные вариации по кадру, обусловленные усилением CCD-чипа [8]. Этот шум дает полосатую структуру со светлыми и темными зонами, перпендикулярными направлению считывания сигнала. Типичная амплитуда интенсивности в этих зонах, полученная нами по изображениям, составляет $\sigma_{\text{cor}} = 0.43 \text{ ADU}$, а эффективная ширина коррелированной структуры равна $w_0 = 4.3$ пикселов. Эта ошибка вычислялась по формуле, полученной С.Г.Сергеевым:

$$\sigma = \sigma_{\text{cor}} \times w \times w_0 \times (w/w_0)^{1/2},$$

где $w = (16/3\pi) \times R$, а R - радиус апертуры в пикселах.

4. Ошибки, связанные с расстоянием между измеряемым объектом и звездой сравнения. Этот тип ошибок обусловлен неоднородностью температуры CCD-чипа и/или неоднородностью атмосферной экстинкции на пространстве в несколько угловых минут. Мы предполагаем, что эта ошибка пропорциональна расстоянию между измеряемыми объектами, т.е. эта ошибка тем больше, чем больше расстояние. Коэффициент пропорциональности был определен эмпирически, как из анализа разностей звездных величин пары ярких звезд, расположенных далеко друг от друга на одном изображении, так и из анализа отдельных кадров плоского поля с усредненным кадром FF. В качестве разумной оценки для этой ошибки мы приняли величину, определяемую как: $\sigma = 0.0017 \times D$, где D есть расстояние в пикселах между измеряемым объектом и стандартной звездой, а σ есть относительная ошибка в процентах.

Квадраты всех перечисленных выше ошибок складывались. Однако мы обнаружили, что реальная дисперсия потоков от звезд больше, чем вычисленная таким образом. Чтобы получить лучшее согласие между реальной и вычисленной дисперсией, мы приняли во внимание, что полная дисперсия представляет сумму случайного и систематического компонентов. Систематический компонент был оценен из анализа ярких звезд, расположенных близко друг от друга на каждом кадре. Из анализа потоков от слабых звезд, для которых основные ошибки обусловлены статистикой отсчетов, мы нашли по многим полям, что реальная дисперсия должна быть увеличена в 1.08 раза, так что полная ошибка должна быть увеличена в $(1.08)^{1/2} = 1.04$ раза. Этот коэффициент можно интерпретировать в рамках статистической зависимости отдельных измерений в каждую ночь с коэффициентом корреляции $r = 0.08$. Если величины статистически связаны, то дисперсия не пропорциональна $1/N$, где N есть число наблюдений, а с ростом числа наблюдений дисперсия уменьшается более медленно. Рассуждая таким образом, мы нашли, что реальная дисперсия будет равна вычисленной, если к вычисленной ошибке, выраженной в звездных величинах, добавить величину $0^m.0026$, а затем умножить полную ошибку на коэффициент 1.04. Минимальная ошибка для наилучших условий наблюдений составляет $\sigma = 0^m.0027$.

2.3. Цветовые уравнения преобразования системы. При высокой точности CCD-фотометрии очень важную роль начинает играть вычисление цветовых коэффициентов уравнений преобразования инструментальной системы в международную общепринятую систему. Основные характеристики наших фильтров даны в табл.1 и показаны на рис.1. Несмотря на то что кривые реакции наших R и I фильтров близки к кривым пропускания соответствующих фильтров в системе

Джонсона, мы трансформировали наши инструментальные r, i величины в величины Rc и Ic в системе Кузинса, поскольку в настоящее время нет специальных полей с достаточно большим количеством слабых стандартных звезд в системе R, I Джонсона, однако имеется много скоплений и звездных полей с B, V данными в системе Джонсона, а R, I данными в системе Кузинса. Это позволяет нам трансформировать наши инструментальные

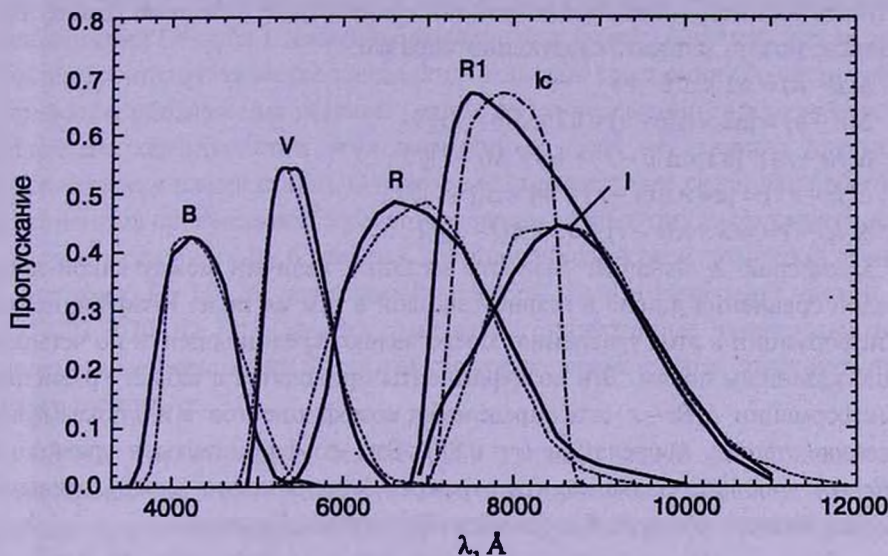


Рис.1. Кривые пропускания фильтров для АЗТ-8 (жирные линии) и кривые реакции фильтров в стандартной системе Джонсона (пунктирные линии). Кривая реакции фильтра I в системе Кузинса показана штрих-пунктирной линией.

звездные величины в систему Джонсона-Кузинса. Для этой цели мы использовали два скопления (NGC 6940, NGC 7790) и два звездных поля в окрестностях BL Lac объектов (ЗС 66 А и OJ 287). Выбор звезд в этих полях был сделан по широкому интервалу звездных величин и показателей цвета. B, V, Rc, Ic величины звезд в скоплениях были взяты на Интернет сайте Стетсона (<http://cadwww.hia.nrc.ca/standards/>). Были использованы 34 звезды в скоплении NGC 6940 и 35 звезд в NGC 7790. B, V, Rc, Ic величины звезд в полях около ЗС 66 А и OJ 287 были взяты из работы [6], а отобранных звезд было более двух десятков в каждом поле.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСПОЛЗУЕМЫХ ФИЛЬТРОВ

Фильтр	Интервал λ , (Å)	Эффект. λ , (Å)	Полушир. (Å)
B	3525-5300	4330	990
V	4870-6550	5480	825
R	5270-10000	6950	2095
$R1$	6800-11000	8160	2220
I	6900-11000	8510	2270

Чтобы получить уравнения преобразования, одну звезду в каждом поле мы брали как главную и относительно нее делали дифференциальную фотометрию всех остальных звезд. Обычно в качестве главной звезды мы выбирали звезду в центре кадра, средней яркости и с малой ошибкой, согласно определению авторов [6]. Для главной звезды мы приняли $R/I = Ic$. Тогда уравнения трансформации, которые мы использовали, чтобы получить из инструментальных величин стандартные в системе Джонсона-Кузинса, можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}\Delta(B-b) &= a_1 \times \Delta(b-v), \\ \Delta(V-v) &= [a_2 \times \Delta(b-v) + b_2 \times \Delta(v-r)]/2, \\ \Delta(Rc-r) &= [a_3 \times \Delta(v-r) + b_3 \times \Delta(r-i)]/2, \\ \Delta(Ic-r) &= [a_4 \times \Delta(v-r) + b_4 \times \Delta(r-i)]/2, \\ \Delta(Ic-i) &= [a_5 \times \Delta(v-i) + b_5 \times \Delta(r-i)]/2.\end{aligned}$$

Здесь знак Δ означает разность звездных величин между какой-либо звездой сравнения в поле и главной звездой в том же поле. Коэффициенты трансформации в этих уравнениях представляют средние оценки по четырем вышеуказанным полям. Эти коэффициенты приводятся в табл.2. Уравнения трансформации $\Delta(Rc-r)$ для определения коэффициентов a_i и b_i показывают высокую степень корреляции ($r=0.88$). Эти коэффициенты в уравнении $\Delta(Rc-r)$ довольно большие, что отражает факт различия между кривыми реакции нашего фильтра R и фильтра Rc системы Кузинса.

Таблица 2

КОЭФФИЦИЕНТЫ ТРАНСФОРМАЦИИ

Разности	a_i	b_i
$\Delta(B-b)$	-0.081 ± 0.006	
$\Delta(V-v)$	-0.019 ± 0.006	-0.026 ± 0.008
$\Delta(Rc-r)$	$+0.210 \pm 0.012$	$+0.404 \pm 0.022$
$\Delta(Ic-r)$	-0.014 ± 0.011	-0.025 ± 0.021
$\Delta(Ic-i)$	$+0.042 \pm 0.008$	$+0.127 \pm 0.024$

2.4. Фотометрические измерения.

2.4.1. *Переменные звезды.* Дифференциальная фотометрия всех отобранных звезд в каждом изображении была сделана относительно одной звезды, которая была принята в качестве основной или главной звезды. Для точной фотометрии важно проверить, нет ли переменных среди звезд, взятых в качестве кандидатов в звезды сравнения. Чтобы обнаружить переменные звезды, мы использовали критерий χ^2 . Учитывая все ошибки, перечисленные выше, мы построили кривые блеска для каждой звезды и вычислили величину χ^2 на одну степень свободы, а также определили уровень значимости для гипотезы $\chi^2 \leq 1$. Используя этот

уровень, мы искали переменные звезды среди кандидатов в звезды сравнения. Если рассматриваемая звезда не является переменной, то в каждом фильтре величина χ^2 будет близка к 1. Однако, если звезда переменна, то χ^2 будет значительно больше 1. Мы искали переменные звезды на временном интервале с конца 2001г. до начала 2004г. Обозначения выявленных переменных звезд, а также грубо оцененная амплитуда переменности в инструментальной системе даны в табл.3. Помимо этого, в табл.3 мы приводим число используемых наблюдений (N -набл.), число наблюдательных ночей (N -ночей), число звезд, рассмотренных в качестве кандидатов в звезды сравнения (N -кст), а также приводим обозначения главной (главн. зв.) и переменной (пер. зв.) звезды. Изучение характеристик этих переменных звезд не является предметом рассмотрения нашей статьи. Однако можно сказать, что среди обнаруженных переменных присутствуют переменные звезды разных типов. Например, звезда 7 в поле галактики Mrk 6 является короткопериодической затменной двойной системой с $V=14^m.26$, периодом $P=0.952241$ дней и начальной эпохой $E_0=2452727.3070$ JD [9]. Следует отметить, что некоторые замеченные нами переменные звезды уже были известны как переменные в опубликованной ранее литературе.

2.4.2. Калибровка. Калибровка главных звезд была сделана по отношению к звездам в окрестностях некоторых AGN-объектов, взятых из работы Гонзалеса-Переса и др. [6] (I Zw 1, 3C 66 A, S5 0716+71, OJ 287, 3C 273, 3C 279, PKS 1510-089, Mrk 501 и BL Lac). Одна, относительно яркая звезда в каждом из этих полей была принята в качестве главной звезды для калибровки. Такая звезда обычно имела наименьшую ошибку в каждом фильтре и была расположена почти в центре кадра. Для калибровки использовались только хорошие фотометрические ночи, когда средне-квадратичные изменения потока от звезды в каждом фильтре в течение ночи были порядка 1.5-2% и когда размер изображения был не хуже 5".

Чтобы определить средний коэффициент экстинкции в каждой спектральной полосе, а также звездную величину объекта, свободную от атмосферной экстинкции, мы использовали зависимость между усредненными за ночь разностями звездных величин и разностями воздушных масс двух звезд. При этом одна из звезд находилась в калибруемом поле, а другая - в поле, которое служило стандартом, т.е. на основе которого проводилась калибровка. Неопределенность в звездных величинах определялась как формальная ошибка в постоянном члене уравнения регрессии между разностями звездных величин и разностью воздушных масс. Затем главная звезда в каждом поле калибровалась относительно главной звезды в нескольких указанных выше стандартных полях, взятых из [6]. При этом учитывались уравнения трансформации. В качестве окончательного значения для исследуемой главной звезды принималось не взвешенное

среднее по разным калибровкам. Типичная ошибка этого метода составила около 0.012, 0.009, 0.007, 0.007 и 0.008 зв. величин в B , V , R_c , R_I и I_c полосах, соответственно. При этом дополнительно мы вычислили значение коэффициентов экстинкции, усредненное по всем хорошим ночам и по всем объектам. Оно получилось равным $\alpha_B = 0.449 \pm 0.014$, $\alpha_V = 0.280 \pm 0.011$, $\alpha_{R_c} = 0.179 \pm 0.008$ и $\alpha_{I_c} = 0.155 \pm 0.008$.

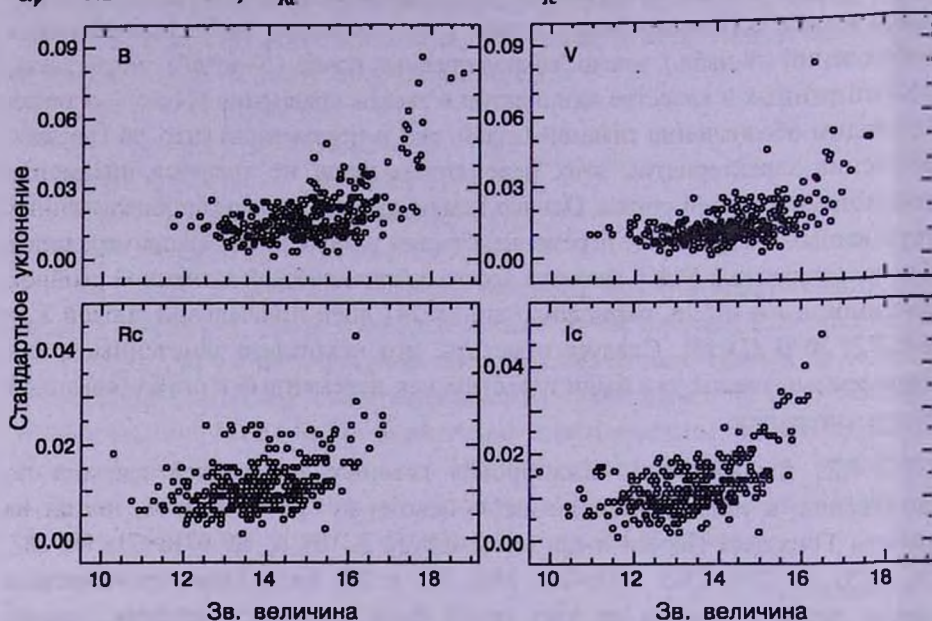


Рис.2. Стандартное отклонение звездных величин как функция самих звездных величин.

3. Результаты. В нашей первой статье приводятся измерения 168 звезд в окрестностях 22 активных галактик в полях размером $14' \times 14'$ в B , V , R_c , I_c фильтрах. Поля и выбранные звезды показаны на рис.3а, б, с, д в конце статьи. Нумерация звезд в полях 3C 66 A, OJ 287 и S5 0716+71 та же самая, что и в работе Гонзалеса-Переса и др. [6] и только звезда №24 добавлена в последнее поле. Число наблюдательных ночей и число изображений, используемых для дифференциальной фотометрии, даны в табл.3. B , V , R_c , R_I , I_c зв. величины всех звезд, которые были измерены, представлены в табл.4. Объекты сорпированы по прямому восхождению. Для каждой звезды приводятся: 1. Обозначение звезды в нашем поле. В этой же колонке обозначение [6] мы использовали, чтобы показать, что звездные величины и ошибки для соответствующей звезды были взяты из работы Гонзалеса-Переса и др. [6], а примечание var использовали для переменных звезд, обнаруженных нами. 2. Координаты, взятые из интерактивной программы Aladin в пакете SIMBAD. 3. Средняя звездная величина в фильтрах B , V , R_c , I_c и стандартное отклонение, которое включает не только

Таблица 3

СТАТИСТИКА НАБЛЮДЕНИЙ И АМПЛИТУДЫ ПЕРЕМЕННЫХ
ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТЯХ AGN

Объект	Число		Обозначения			Амплитуда переменности				
	N-набл.	N-ночей	N-кст	глав. зв.	пер. зв.	Δb	Δv	Δr	ΔI	Δi
Mrk 335	228	57	7	4	no					
III Zw 2	83	27	7	14	2N	0.18	0.13	0.11	0.09	0.12
I Zw 1	166	44	6	5	no					
Mrk 590	91	24	8	2	3	0.15	0.12	0.11	0.10	0.09
3C 66 A	88	23	12	14	no					
Mkn 1040	180	47	8	2	7	0.06	0.04	0.04	0.03	0.02
NGC 1275	413	74	10	C2	no					
3C 120	239	59	9	1	no					
Akn 120	200	48	10	G	2	0.73	0.70	0.69	0.57	0.60
Akn 120	200	48	10	G	9	0.32	0.30	0.30	0.25	0.26
Akn 120	200	48	10	G	3	Низко-ампл. перем. зв.?				
MCG 8-11-11	257	65	10	1	7	0.10	0.05	0.03	-	-
Mrk 6	455	113	6	2	5	0.12	0.08	0.07	0.04	0.05
Mrk 6	455	113	6	2	7	0.52	0.49	0.46	0.44	0.44
S5 0716+71	178	45	11	11	no					
Mrk 79	273	67	6	1	no					
1E 0754+39	277	69	6	1	no					
OJ 287	135	38	21	1	9	0.07	0.04	-	-	-
Mrk 704	126	32	6	2	no					
Mrk 110	165	45	8	1	no					
NGC 3227	394	96	5	1	no					
NGC 3516	608	110	3	1	no					
NGC 4051	604	148	6	G4	no					
GC 4151	814	141	3	G4	1	Низко-ампл. перем. зв.?				
Mrk 766	221	58	5	5	no					

ошибки, обсуждаемые в разделе 2.2, но и ошибки калибровки главной звезды в данном поле. Поскольку наш фильтр $R1$ близок к фильтру Ic системы Кузиса, то мы получили две системы звездных величин в полосе Ic : одна получена из наблюдений в фильтре $R1$ и эти величины обозначены в табл.4 как $Ic1$, а другая - из наблюдений в фильтре I и эти величины обозначены в табл.4 как $Ic2$. Можно легко убедиться, что колонки $Ic1$ и $Ic2$ дают почти совпадающие значения, что свидетельствует о правильности работы наших уравнений трансформации.

Связь между стандартными уклонениями в звездных величинах и самими звездными величинами показана на рис.2. Для полноты картины в этот рисунок были включены и звезды из второй части нашей работы, куда вошли звезды сравнения к активным галактикам с прямым восхождением от 12 до 24 часов. Звездные величины большинства звезд находятся в интервале от $V=13$ до $V=17$. Таким образом, мы видим на рис.2, что типичная

BVRcIc ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ AGN

Объект Примеч.	2000.0		B		V		Rc		Ic1		Ic2	
	α	δ										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Mrk335	00 06 19.7	+20 12 12.1										
4	00 06 20.2	+20 10 50.5	15.406	0.010	14.251	0.009	13.618	0.005	13.052	0.006	13.050	0.006
1	00 06 26.1	+20 16 44.2	15.293	0.024	14.556	0.017	14.124	0.011	13.741	0.012	13.746	0.009
2	00 06 22.9	+20 14 58.8	14.883	0.023	14.229	0.013	13.839	0.012	13.497	0.012	13.502	0.010
6	00 06 18.0	+20 13 16.7	15.466	0.021	15.020	0.020	14.732	0.012	14.485	0.018	14.492	0.025
7	00 06 46.3	+20 09 42.5	13.343	0.018	12.293	0.012	11.713	0.009	11.205	0.010	11.202	0.008
8	00 06 26.9	+20 09 01.6	14.190	0.021	13.558	0.012	13.180	0.008	12.859	0.009	12.860	0.009
D	00 06 32.0	+20 13 08.3	16.244	0.033	15.429	0.024	14.959	0.017	14.553	0.019	14.553	0.020
IIIZw 2	00 10 31.0	+10 58 29.5										
И	00 10 39.5	+11 00 34.4	17.262	0.017	16.223	0.016	15.576	0.011	14.910	0.014	14.908	0.010
IN	00 10 20.1	+10 56 17.4	17.268	0.047	16.760	0.052	16.379	0.026	16.026	0.031	16.051	0.032
2N var?	00 10 29.2	+11 04 48.5	15.762	0.051	14.776	0.033	14.174	0.023	13.610	0.026	13.620	0.021
3N	00 10 53.6	+10 59 55.6	15.123	0.043	14.402	0.027	13.950	0.017	14.443	0.021	13.560	0.017
4N	00 10 40.5	+10 53 25.6	15.847	0.039	15.234	0.024	14.818	0.018	14.444	0.021	14.457	0.020
3	00 10 41.9	+10 55 51.3	17.432	0.055	16.582	0.043	16.045	0.021	15.561	0.030	15.574	0.032
13	00 10 21.0	+11 00 11.8	17.410	0.045	16.682	0.042	16.175	0.029	15.684	0.030	15.687	0.033
IZw 1	00 53 35.1	+12 41 36.1										
5 [6]	00 53 47.0	+12 39 58.3	14.425	0.030	13.720	0.020	13.321	0.001	12.958	0.002	12.958	0.002
1	00 53 11.9	+12 40 28.0	15.111	0.032	14.208	0.023	13.701	0.013	13.212	0.008	13.209	0.009
2	00 53 39.8	+12 47 37.0	15.741	0.034	14.735	0.023	14.175	0.006	13.682	0.011	13.682	0.010
3	00 53 27.4	+12 38 54.0	15.758	0.036	14.570	0.024	13.882	0.012	13.298	0.008	13.299	0.007
4	00 53 48.5	+12 37 22.0	15.042	0.033	14.431	0.021	14.063	0.008	13.715	0.009	13.713	0.014
6	00 53 30.1	+12 45 57.6	15.769	0.034	15.092	0.023	14.698	0.011	14.322	0.017	14.323	0.013
Mrk 590	02 14 33.6	-00 46 00.3										
2	02 14 18.2	-00 46 23.2	15.139	0.021	14.470	0.024	14.078	0.021	13.737	0.019	13.751	0.018
1	02 14 40.5	-00 41 49.6	15.980	0.023	15.417	0.027	15.072	0.023	14.763	0.022	14.777	0.021
3 Var	02 14 58.6	-00 48 42.6	15.098	0.049	14.090	0.041	13.475	0.038	12.905	0.033	12.911	0.028
4	02 14 48.6	-00 41 41.7	14.077	0.022	13.413	0.025	12.985	0.022	12.590	0.021	12.603	0.019
5	02 14 35.1	-00 50 32.9	14.617	0.022	14.102	0.025	13.767	0.022	13.477	0.021	13.492	0.019
6	02 14 44.0	-00 45 53.0	15.773	0.022	15.030	0.025	14.597	0.022	14.222	0.022	14.234	0.019
8	02 14 33.8	-00 43 00.4	15.384	0.022	14.768	0.025	14.378	0.022	14.023	0.021	14.035	0.020
D	02 14 27.0	-00 45 56.7	15.980	0.023	15.570	0.028	15.294	0.022	15.063	0.024	15.086	0.025
3C 66 A	02 22 39.6	+43 02 07.8										
14 [6]	02 22 55.1	+43 03 15.1	13.007	0.007	12.809	0.002	12.700	0.008	12.595	0.004	12.595	0.004
1	02 22 25.1	+42 59 21.9	16.852	0.026	15.469	0.020	14.729	0.010	14.052	0.009	14.048	0.009
3	02 22 46.1	+43 00 17.8	15.005	0.010	13.819	0.006	13.177	0.009	12.594	0.006	12.591	0.007
6	02 22 24.2	+43 01 27.0	16.282	0.017	15.314	0.012	14.770	0.011	14.301	0.011	14.308	0.011
13	02 22 30.8	+43 03 14.5	15.225	0.011	14.186	0.007	13.612	0.009	13.108	0.006	13.109	0.006
15	02 23 01.0	+43 03 24.6	15.150	0.011	14.075	0.004	13.405	0.009	12.816	0.006	12.815	0.007
16	02 22 28.4	+43 03 40.7	14.873	0.009	14.229	0.008	13.846	0.009	13.494	0.007	13.499	0.010
17	02 22 46.1	+43 03 42.9	17.785	0.086	16.372	0.032	15.450	0.016	14.642	0.014	14.654	0.014
19	02 22 25.6	+43 04 08.8	13.692	0.008	12.853	0.006	12.376	0.009	11.929	0.007	11.931	0.007
21	02 22 45.1	+43 04 19.6	15.802	0.014	14.789	0.010	14.244	0.009	13.739	0.007	13.739	0.008
23	02 22 44.0	+43 05 29.1	14.105	0.008	13.631	0.006	13.333	0.009	13.065	0.006	13.072	0.006
24	02 22 47.2	+43 06 00.1	15.109	0.011	14.326	0.006	13.888	0.010	13.506	0.007	13.510	0.009

Таблица 4 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Mrk1040	02 28 14.6	+31 18 39.4										
2	02 28 26.2	+31 16 17.4	14.813	0.017	13.994	0.010	13.534	0.011	13.137	0.009	13.137	0.010
3	02 27 58.7	+31 15 39.8	14.799	0.019	14.279	0.012	13.957	0.013	13.661	0.013	13.664	0.012
6	02 28 24.2	+31 20 50.1	15.193	0.018	14.562	0.012	14.177	0.013	13.824	0.011	13.826	0.012
7 Var	02 28 07.4	+31 19 20.0	13.990	0.021	13.295	0.013	12.893	0.014	12.538	0.011	12.540	0.012
8	02 28 25.9	+31 21 40.6	14.112	0.018	13.355	0.012	12.918	0.012	12.525	0.010	12.527	0.011
9	02 28 08.3	+31 23 07.6	13.602	0.018	13.134	0.012	12.835	0.013	12.557	0.012	12.560	0.012
10	02 28 29.6	+31 21 15.6	14.323	0.018	13.429	0.011	12.941	0.011	12.532	0.010	12.533	0.011
11	02 28 33.2	+31 18 46.5	14.588	0.018	13.712	0.011	13.208	0.011	12.765	0.010	12.764	0.011
NGC 1275	03 19 48.2	+41 30 42.1										
C2	03 19 57.4	+41 31 38.7	13.301	0.011	12.845	0.007	12.569	0.003	12.304	0.006	12.304	0.005
C1	03 19 48.3	+41 32 52.1	12.956	0.012	12.337	0.009	11.976	0.006	11.646	0.008	11.646	0.007
C3	03 19 51.2	+41 31 27.6	14.891	0.017	13.737	0.010	13.115	0.006	12.527	0.008	12.522	0.008
C4	03 20 02.6	+41 31 00.9	14.583	0.016	14.009	0.012	13.655	0.007	13.319	0.010	13.319	0.014
1	03 20 14.2	+41 30 34.0	15.277	0.028	14.050	0.013	13.248	0.007	12.533	0.009	12.525	0.009
2	03 19 59.6	+41 25 49.1	15.180	0.022	14.430	0.014	13.981	0.009	13.558	0.013	13.556	0.012
3	03 19 40.5	+41 35 47.0	13.175	0.013	12.652	0.009	12.333	0.006	12.028	0.008	12.028	0.008
4	03 19 48.0	+41 25 48.7	14.270	0.014	13.296	0.010	12.755	0.006	12.285	0.008	12.282	0.008
5	03 19 28.3	+41 26 32.1	15.078	0.018	14.086	0.011	13.516	0.008	12.981	0.010	12.977	0.009
6	03 19 19.8	+41 32 07.1	15.369	0.023	14.214	0.011	13.599	0.009	13.033	0.011	13.030	0.009
3C 120	04 33 11.1	+05 21 18										
1	04 33 27.8	+05 21 03.4	15.412	0.022	14.443	0.011	13.902	0.008	13.377	0.007	13.373	0.008
2	04 33 20.5	+05 20 46.9	16.116	0.030	15.372	0.017	14.919	0.012	14.441	0.012	14.434	0.013
3	04 33 23.3	+05 19 52.3	16.394	0.036	15.412	0.016	14.861	0.011	14.317	0.013	14.313	0.014
4	04 33 00.3	+05 16 53.4	16.260	0.033	15.506	0.017	15.032	0.012	14.524	0.014	14.519	0.018
5	04 32 57.6	+05 15 37.0	14.951	0.025	14.268	0.014	13.847	0.011	13.384	0.011	13.376	0.011
8	04 33 33.2	+05 20 51.2	16.405	0.031	15.323	0.019	14.706	0.011	14.125	0.011	14.117	0.014
9	04 33 25.4	+05 16 45.1	16.086	0.026	15.268	0.016	14.774	0.011	14.253	0.011	14.245	0.014
Akn 120	05 16 11.4	-00 08 56.8										
G	05 16 15.2	-00 11 40.3	12.535	0.014	11.872	0.010	11.486	0.007	11.169	0.011	11.178	0.017
1	05 16 03.4	-00 12 07.8	14.187	0.017	13.414	0.012	12.952	0.009	12.553	0.013	12.558	0.018
2 Var	05 16 26.7	-00 12 12.8	4.109	0.136	14.028	0.125	13.917	0.128	13.822	0.123	13.820	0.122
3	05 16 30.2	-00 10 35.7	14.510	0.018	13.818	0.014	13.394	0.010	13.032	0.013	13.038	0.019
5 var?	05 16 27.4	-00 04 52.5	13.099	0.015	12.538	0.011	12.178	0.009	11.862	0.012	11.875	0.018
6	05 16 01.2	-00 14 32.4	14.392	0.016	13.791	0.012	13.423	0.009	13.100	0.013	13.112	0.018
7	05 16 13.9	-00 09 01.7	13.419	0.015	12.336	0.011	11.750	0.008	11.231	0.011	11.237	0.017
8	05 16 07.1	-00 08 55.4	14.778	0.016	13.884	0.012	13.351	0.009	12.900	0.012	12.906	0.018
9 Var	05 15 59.3	-00 10 17.6	13.126	0.029	12.364	0.024	11.934	0.021	11.536	0.022	11.545	0.026
12	05 15 56.6	-00 08 13.7	15.168	0.018	14.386	0.014	13.939	0.011	13.528	0.015	13.546	0.020
MCG8-11-11	05 54 53.6	+46 26 21.8										
1	05 55 03.5	+46 30 31.5	14.858	0.008	13.783	0.003	13.190	0.007	12.641	0.007	12.638	0.007
3	05 55 09.5	+46 25 59.7	14.691	0.013	13.404	0.007	12.726	0.008	12.113	0.008	12.107	0.009
4	05 54 44.0	+46 29 04.0	14.394	0.011	13.149	0.006	12.492	0.009	11.888	0.008	11.884	0.008
5	05 55 26.9	+46 26 56.7	14.402	0.014	13.933	0.007	13.649	0.010	13.372	0.010	13.368	0.011
6	05 55 21.0	+46 32 31.5	14.142	0.012	13.833	0.009	13.677	0.011	13.513	0.011	13.512	0.010
7 var?	05 54 36.4	+46 26 05.4	14.711	0.019	14.165	0.011	13.834	0.011	13.508	0.011	13.510	0.011
8	05 54 47.7	+46 23 07.7	13.244	0.012	12.503	0.007	12.077	0.009	11.691	0.009	11.691	0.009
9	05 54 54.5	+46 20 31.4	13.414	0.013	12.744	0.007	12.338	0.009	11.953	0.009	11.952	0.009
10	05 55 07.5	+46 28 28.1	15.317	0.014	14.460	0.008	13.975	0.009	13.543	0.009	13.543	0.011
14	05 55 09.6	+46 32 07.0	13.009	0.012	12.531	0.006	12.237	0.008	11.972	0.009	11.978	0.008

Таблица 4 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Mrk 6	06 52 12.3	+74 25 36.8										
2	06 53 30.8	+74 27 55.0	13.505	0.009	12.927	0.012	12.569	0.013	12.237	0.011	12.238	0.011
3	06 52 01.8	+74 31 44.6	15.406	0.016	14.055	0.015	13.222	0.015	12.504	0.013	12.507	0.013
5 Var	06 51 26.6	+74 25 58.4	15.515	0.026	14.578	0.019	14.028	0.019	13.532	0.015	13.530	0.016
6	06 51 54.8	+74 21 42.2	15.094	0.013	14.469	0.014	14.075	0.015	13.713	0.014	13.714	0.014
8	06 52 48.9	+74 20 14.4	15.283	0.013	14.597	0.015	14.169	0.015	13.774	0.014	13.771	0.015
7 Var	06 51 33.8	+74 23 37.0	15.174	0.096	14.308	0.092	13.778	0.087	13.333	0.087	13.334	0.087
SS_0716+71	07 21 53.4	+71 20 36.4										
11 [6]	07 21 54.4	+71 19 21.3	14.152	0.001	13.552	0.004	13.189	0.010	12.855	0.002	12.855	0.002
3	07 21 22.5	+71 17 25.3	16.090	0.020	15.486	0.016	15.196	0.016	14.861	0.015	14.856	0.015
5	07 22 28.2	+71 17 37.6	14.730	0.008	14.166	0.007	13.622	0.012	13.510	0.007	13.508	0.007
6	07 22 10.6	+71 17 50.3	16.629	0.025	16.037	0.031	15.869	0.023	15.322	0.028	15.321	0.024
8	07 21 52.3	+71 18 17.6	13.055	0.005	12.453	0.006	12.102	0.011	11.788	0.004	11.789	0.004
9	07 21 41.3	+71 19 11.6	15.713	0.017	15.044	0.009	14.659	0.015	14.313	0.012	14.310	0.013
13	07 22 21.8	+71 19 41.8	17.436	0.063	16.321	0.033	15.654	0.022	15.111	0.019	15.107	0.026
15	07 21 16.1	+71 20 16.4	15.744	0.014	15.021	0.011	14.619	0.013	14.258	0.008	14.260	0.010
17	07 21 24.0	+71 21 28.3	16.432	0.021	15.895	0.022	15.571	0.019	15.252	0.023	15.244	0.024
18	07 22 12.6	+71 21 15.1	14.234	0.006	13.628	0.006	13.277	0.011	12.958	0.006	12.961	0.006
23	07 22 18.0	+71 23 34.4	13.669	0.006	13.205	0.006	12.913	0.011	12.648	0.006	12.651	0.005
24	07 21 47.0	+71 25 39.9	14.676	0.008	14.149	0.009	13.824	0.011	13.516	0.008	13.518	0.008
Mrk 79	07 42 32.9	+49 48 33.4										
1	07 42 08.2	+49 45 10.3	14.321	0.011	13.382	0.003	12.877	0.009	12.398	0.008	12.396	0.008
2	07 42 01.5	+49 51 57.4	12.935	0.013	12.267	0.005	11.889	0.010	11.525	0.009	11.526	0.009
4	07 42 22.6	+49 48 19.1	15.015	0.014	14.363	0.007	13.986	0.010	13.628	0.010	13.629	0.011
5	07 42 52.1	+49 52 40.4	13.078	0.014	12.453	0.007	12.082	0.011	11.729	0.011	11.732	0.011
6	07 42 58.6	+49 52 20.9	14.252	0.014	13.516	0.008	13.109	0.012	12.736	0.011	12.739	0.010
7	07 42 06.9	+49 52 38.1	14.788	0.014	14.294	0.008	13.999	0.010	13.714	0.011	13.718	0.012
1E0754+39	07 58 00.1	+39 20 29.0										
1	07 58 11.6	+39 21 42.6	14.529	0.013	13.799	0.008	13.399	0.009	13.042	0.011	13.041	0.011
2	07 57 59.4	+39 17 30.5	13.752	0.015	13.300	0.009	13.031	0.011	12.781	0.012	12.779	0.013
3	07 58 11.1	+39 19 45.1	13.811	0.014	13.001	0.009	12.543	0.010	12.128	0.012	12.126	0.012
4	07 57 43.5	+39 20 44.2	14.920	0.016	14.358	0.010	14.032	0.012	13.727	0.013	13.727	0.014
5	07 57 32.5	+39 22 43.0	14.830	0.017	14.269	0.010	13.943	0.011	13.632	0.014	13.633	0.014
6	07 57 35.1	+39 16 36.7	14.999	0.016	14.471	0.011	14.157	0.012	13.851	0.014	13.849	0.015
OJ 287	08 54 48.9	+20 06 30.6										
1 [6]	08 54 59.0	+20 02 57.9	14.610	0.003	13.986	0.003	13.636	0.004	13.293	0.006	13.293	0.006
2	08 54 57.4	+20 02 57.0	16.059	0.011	15.609	0.010	15.348	0.010	15.081	0.016	15.080	0.015
3	08 55 02.0	+20 02 57.0	17.784	0.058	17.177	0.035	16.824	0.026	16.467	0.042	16.491	0.047
4	08 54 40.8	+20 03 52.0	17.767	0.039	16.557	0.023	15.843	0.010	15.209	0.017	15.208	0.015
5	08 55 02.9	+20 03 54.5	16.310	0.016	15.622	0.010	15.247	0.007	14.896	0.013	14.895	0.010
6	08 54 36.5	+20 04 02.1	15.887	0.012	15.202	0.009	14.810	0.008	14.409	0.010	14.409	0.012
7	08 54 50.5	+20 04 03.3	19.028	0.169	17.633	0.049	16.743	0.022	15.928	0.025	15.929	0.032
8	08 55 00.5	+20 04 04.7	17.334	0.051	16.386	0.013	15.885	0.016	15.435	0.017	15.440	0.023
9 var?	08 54 53.4	+20 04 45.7	15.068	0.009	14.184	0.005	13.712	0.006	13.267	0.007	13.267	0.008
10	08 54 35.6	+20 05 01.4	17.304	0.021	16.545	0.018	16.132	0.015	15.741	0.025	15.746	0.025
11	08 55 06.3	+20 05 17.0	15.800	0.009	15.127	0.006	14.754	0.006	14.397	0.009	14.399	0.010
12	08 54 55.3	+20 05 43.5	15.503	0.010	14.945	0.011	14.622	0.008	14.304	0.010	14.306	0.010
13	08 54 54.5	+20 06 13.8	15.141	0.009	14.610	0.007	14.310	0.006	14.014	0.008	14.019	0.010
15	08 54 41.3	+20 06 43.5	16.628	0.019	15.851	0.012	15.443	0.012	15.054	0.014	15.056	0.015

Таблица 4 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
16	08 54 45.1	+20 06 50.6	18.491	0.077	17.018	0.038	16.025	0.016	15.051	0.013	15.050	0.013
17	08 54 46.1	+20 07 20.3	17.019	0.022	16.089	0.012	15.599	0.012	15.160	0.013	15.157	0.016
18	08 54 45.9	+20 07 53.0	17.740	0.044	16.957	0.026	16.508	0.019	16.074	0.025	16.077	0.040
19	08 54 51.9	+20 08 15.7	18.812	0.079	17.581	0.049	16.843	0.024	16.148	0.036	16.152	0.033
20	08 54 51.0	+20 09 03.3	16.376	0.011	15.791	0.011	15.451	0.011	15.119	0.013	15.124	0.015
21	08 54 53.5	+20 09 12.7	17.682	0.039	16.739	0.021	16.241	0.016	15.764	0.020	15.765	0.023
22	08 54 52.4	+20 10 13.5	15.850	0.009	15.323	0.009	15.001	0.010	14.672	0.010	14.677	0.011
Mrk 704	09 18 26.0	+16 18 19.2										
2	09 18 34.8	+16 19 44.4	15.314	0.006	14.557	0.012	14.085	0.006	13.646	0.010	13.639	0.009
1	09 18 27.8	+16 17 17.7	15.466	0.013	14.874	0.015	14.507	0.009	14.188	0.013	14.184	0.013
4	09 18 39.2	+16 21 12.6	15.304	0.013	14.689	0.014	14.319	0.009	13.990	0.012	13.987	0.012
5	09 18 37.2	+16 15 55.3	15.852	0.012	14.909	0.015	14.343	0.008	13.848	0.011	13.836	0.012
6	09 18 32.2	+16 12 50.1	14.320	0.012	13.783	0.014	13.436	0.007	13.123	0.012	13.116	0.011
7	09 18 09.5	+16 20 54.4	15.011	0.013	14.388	0.013	14.003	0.010	13.650	0.012	13.644	0.012
Mrk 110	09 25 12.9	+52 17 10.5										
1	09 24 57.2	+52 13 28.3	14.780	0.010	14.130	0.007	13.748	0.007	13.401	0.006	13.402	0.006
2	09 24 47.9	+52 22 11.9	15.132	0.013	14.626	0.010	14.307	0.009	14.004	0.010	14.005	0.011
4	09 25 35.6	+52 18 24.8	14.313	0.012	13.525	0.009	13.062	0.009	12.636	0.009	12.635	0.008
5	09 25 35.4	+52 16 05.1	14.931	0.013	13.914	0.009	13.366	0.009	12.888	0.008	12.886	0.008
6	09 24 31.2	+52 16 43.1	14.299	0.012	13.837	0.009	13.533	0.010	13.234	0.008	13.236	0.008
7	09 25 18.8	+52 14 16.4	13.734	0.012	13.154	0.009	12.786	0.009	12.443	0.008	12.441	0.008
8	09 24 51.7	+52 17 05.5	14.385	0.011	13.622	0.008	13.190	0.008	12.806	0.007	12.808	0.008
9	09 25 40.2	+52 13 30.5	14.449	0.013	13.830	0.009	13.456	0.009	13.123	0.008	13.123	0.008
NGC 3227	10 23 30.6	+19 51 53.7										
1	10 23 13.7	+19 56 25.1	13.420	0.006	12.752	0.013	12.362	0.004	12.001	0.004	12.002	0.005
2	10 23 11.2	+19 52 06.3	14.208	0.010	13.500	0.014	13.093	0.006	12.717	0.007	12.718	0.008
3	10 23 48.1	+19 58 19.6	13.868	0.011	13.156	0.015	12.741	0.010	12.362	0.009	12.360	0.009
4	10 23 13.9	+19 57 58.6	14.741	0.012	13.706	0.015	13.081	0.006	12.537	0.006	12.536	0.007
5	10 23 16.6	+19 45 28.1	12.758	0.010	11.879	0.015	11.388	0.011	10.928	0.008	10.923	0.007
NGC 3516	11 06 47.6	+72 34 08.3										
1	11 06 29.0	+72 35 49.8	13.921	0.007	13.403	0.010	13.074	0.006	12.761	0.007	12.760	0.008
2	11 07 02.8	+72 38 20.6	14.667	0.012	13.990	0.012	13.590	0.009	13.220	0.009	13.218	0.010
3	11 07 00.8	+72 33 36.7	14.854	0.012	14.389	0.013	14.078	0.009	13.789	0.011	13.788	0.011
NGC 4051	12 03 09.6	+44 31 53.2										
G4	12 03 38.4	+44 31 49.8	14.220	0.010	13.390	0.007	12.919	0.004	12.505	0.003	12.505	0.006
G1	12 03 23.7	+44 33 09.5	14.991	0.015	14.010	0.011	13.454	0.006	12.988	0.007	12.990	0.008
G2	12 02 57.4	+44 31 18.0	11.722	0.014	11.095	0.010	10.735	0.008	10.414	0.008	10.416	0.008
G3	12 02 43.1	+44 31 07.2	14.680	0.016	14.148	0.011	13.824	0.011	13.516	0.012	13.522	0.012
1	12 03 13.8	+44 35 43.4	15.303	0.019	14.798	0.014	14.473	0.011	14.165	0.012	14.169	0.014
2	12 02 42.1	+44 28 36.0	14.769	0.015	13.883	0.012	13.372	0.010	12.899	0.010	12.898	0.011
NGC 4151	12 10 32.7	+39 24 19.6										
G4	12 10 38.6	+39 20 32.0	14.009	0.010	12.772	0.008	12.100	0.004	11.501	0.002	11.496	0.003
G3	12 10 31.5	+39 26 45.4	12.459	0.013	11.454	0.010	10.922	0.006	10.436	0.005	10.435	0.006
1 var?	12 10 12.6	+39 19 37.7	13.207	0.021	12.551	0.011	12.176	0.008	11.845	0.006	11.846	0.007
Mrk 766	12 18 26.6	+29 48 45.6										
5	12 18 17.9	+29 53 03.3	14.712	0.003	14.233	0.004	13.917	0.003	13.605	0.003	13.603	0.003
1	12 18 25.8	+29 49 50.7	15.672	0.011	14.736	0.009	14.180	0.008	13.691	0.009	13.685	0.008
2	12 18 38.5	+29 47 20.2	16.187	0.017	15.178	0.011	14.561	0.009	14.037	0.010	14.031	0.011
3	12 18 37.3	+29 44 50.6	15.627	0.014	14.884	0.009	14.464	0.011	14.093	0.010	14.086	0.012
6	12 18 36.6	+29 50 08.6	16.313	0.018	15.654	0.013	15.268	0.011	14.903	0.016	14.897	0.014

неопределенность составляет $\sigma = 0.012$ в B , $\sigma = 0.010$ в V , R_c и $\sigma = 0.011$ зв. вел. в R_I , I_c для звезд ярче $V=14$ зв. величины.

Помимо этого, в табл.5 дается кросс-идентификация наших обозначений звезд сравнения с теми обозначениями, которые приводятся в статьях других авторов.

Таблица 5

**КРОСС-ИДЕНТИФИКАЦИЯ ОБОЗНАЧЕНИЙ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД,
ИЗУЧЕННЫХ НАМИ, А ТАКЖЕ ПРЕДСТАВЛЕННЫХ В
ОПУБЛИКОВАННЫХ РАНЕЕ РАБОТАХ ДРУГИХ АВТОРОВ**

Поле	Звезда	Другое обознач.	Поле	Звезда	Другое обознач.
Mrk 335	4	B [7]	Akn 120	2	J [9]
Mrk 335	6	C [7]	Akn 120	3	I [9]
Mrk 335	D	D [7]	Akn 120	7	E [9]
III Zw 2	14	14 [6]	Akn 120	8	C [9]
III Zw 2	3	3 [6]	Akn 120	9	D [9]
III Zw 2	13	13 [6]	S5 0716+71	3	3 [6]
III Zw 2	3N	1 [8]	S5 0716+71	5	5 [6]
I Zw 1	5	7 [6], A [8]	S5 0716+71	6	6 [6]
I Zw 1	3	3 [6], D [8]	S5 0716+71	8	8 [6]
I Zw 1	4	B [8]	S5 0716+71	9	9 [6]
Mrk 590	2	B [7]	S5 0716+71	11	11 [6]
Mrk 590	8	C [7]	S5 0716+71	13	13 [6]
Mrk 590	D	D [7]	S5 0716+71	15	15 [6]
3C 66 A	1	1 [6]	S5 0716+71	17	17 [6]
3C 66 A	3	3 [6]	S5 0716+71	18	18 [6]
3C 66 A	6	6 [6]	S5 0716+71	23	23 [6]
3C 66 A	13-17	13-17 [6]	OJ 287	1-22	1-22 [6]
3C 66 A	19	19 [6]	NGC 3227	1	1 [8]
3C 66 A	21	21 [6]	NGC 3227	2	4 [8]
3C 66 A	23	23 [6]	NGC 3516	1	A [8], A [10]
3C 66 A	24	24 [6]	NGC 3516	3	2 [8]
NGC 1275	C2	C2 [2], 1 [8]	NGC 4051	G4	4 [8]
NGC 1275	C1	C1 [2], 3 [8]	NGC 4051	G1	1 [8]
NGC 1275	C3	C3 [2]	NGC 4051	G2	2 [8]
NGC 1275	C4	C4 [2], 4 [8]	NGC 4051	G3	3 [8]
Akn 120	G	G [9]	NGC 4151	G4	3 [8]
			NGC 4151	G3	2 [8]

3.1. *Двухцветные диаграммы для измеренных звезд.* Нам показалось интересным определить спектральный класс и класс светимости звезд, выбранных нами в качестве звезд сравнения. Для этого мы построили двухцветные диаграммы ($B-V$), ($V-R_c$) и ($B-V$), ($V-I_c$) для измеренных звезд, что и показано на рис.4. Опять-таки для полноты картины на эти диаграммы мы поместили показатели цвета звезд из второй части нашей работы, включающей объекты с прямым восхождением от 12^h до 24^h .

Распределение показателей цвета звезд Главной последовательности дано жирной линией, а спектральные классы - открытыми кружками. Как и следовало ожидать, на рис.4 видно, что звезды принадлежат Главной последовательности. Большинство звезд имеют показатели цвета $B-V$ в интервале от $0^m.4$ до $1^m.2$ и спектральные классы F5-K5.

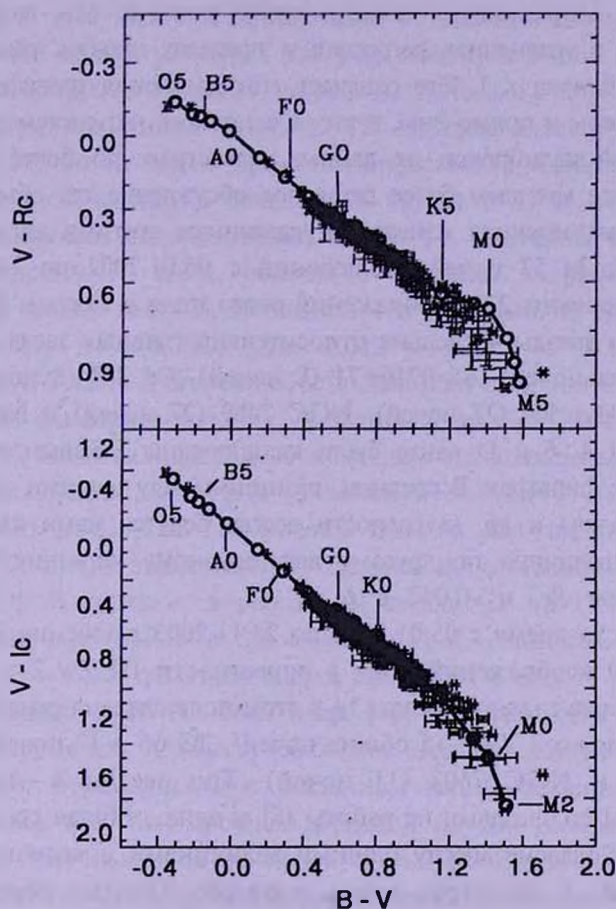


Рис.4. Двухцветные диаграммы для звезд, представленных в табл.4 с добавлением звезд из второй части работы. Распределение показателей цвета звезд Главной последовательности дано жирной линией, а спектральные классы - открытыми кружками.

4. *Сравнение с другими данными.* Мы провели сравнение наших B , V , Rc , $Ic1$, $Ic2$ звездных величин с B , V , Rc , Ic зв. величинами из ранее опубликованных работ (главным образом, [3,4,6,7,11]) для 86 общих звезд в широком интервале звездных величин и показателей цвета. Уравнения регрессии между ранее опубликованными величинами (они имеют индекс *ref*) и нашими данными (с индексом, $A3T-8$), трансформированными в международную систему Джонсона-Кузинса, имеют

следующий вид:

$$\begin{aligned} B_{AZT-8} &= (-0.110 \pm 0.050) + (1.007 \pm 0.003) \times B_{ref}, \\ V_{AZT-8} &= (-0.030 \pm 0.029) + (1.001 \pm 0.0020) \times V_{ref}, \\ R_{AZT-8} &= (-0.051 \pm 0.036) + (1.003 \pm 0.0025) \times R_{ref}, \\ RI_{AZT-8} &= (-0.029 \pm 0.045) + (1.002 \pm 0.0033) \times I_{ref}, \\ I_{AZT-8} &= (-0.044 \pm 0.040) + (1.003 \pm 0.0030) \times I_{ref}. \end{aligned}$$

Коэффициент корреляции в каждом случае равен 1. Мы видим, что свободные члены в уравнениях регрессии в пределах ошибок равны 0, а коэффициенты - близки к 1. Это означает, что уравнения трансформации правильно вычислены и применены, и что, в основном, нет систематических отклонений нашей калибровки от данных, известных по более ранним публикациям. Ниже мы даем более детальное обсуждение тех объектов из табл.4, для которых имеются измерения, сделанные другими авторами.

4.1. Mrk 335. За 57 ночей наблюдений с 05.01.2002 по 24.11.2003 были проанализированы 228 изображений этого поля в каждом фильтре. Наша калибровка звезды 4 сделана относительно главных звезд в полях 3C 66 A (7 общих ночей), S5 0716+71 (8 ночей), OJ 287 (8 ночей), BL Lac (19 ночей), Acp 564 (27 ночей), NGC 7469 (27 ночей) и NGC 7603 (22 ночи). Звезды 4, 6 и D ранее были калиброваны Бачевым и др. [7] только в V , R , I фильтрах. В среднем, разница между нашими оценками и величинами Бачева и др. (а разности всегда берутся нами как "наша величина минус величина по другому литературному источнику") равна 0.00 в V , -0.032 в R , и -0.042 в I .

4.2. III Zw 2. За время с 05.01.2002 по 23.11.2003 в течение 28 ночей мы получили 100 изображений поля в окрестности III Zw 2 в каждом фильтре. Калибровка главной звезды 14 в этом поле сделана относительно главных звезд в полях I Zw 1 (5 общих ночей), 3C 66 A (7 ночей), NGC 7469 (6 ночей) и NGC 7603 (11 ночей). Три звезды в этом поле являются общими со звездами из работы [6] и одна - общая со звездами из работы [10]. Согласие между нашими величинами и величинами из работы [10] в B , V фильтрах очень хорошее. Однако неожиданно оказалось, что наши величины B , V для звезды 13, а также V , R для звезды 14 и B величины для звезды 3 значительно отличаются от того, что опубликовано Гонзалесом-Пересом и др. в [6], хотя в остальных фильтрах согласие хорошее, в пределах интервала 1σ . Следует отметить, что в [6] приводятся очень большие ошибки в полосе B для звезд 3, 13, 14 и в полосе V для звезды 13. Мы думаем, что в данных [6] для звезд 13 и 14 присутствует ошибка или опечатка.

4.3. I Zw 1. Получено 165 изображений этого поля в каждом фильтре за 44 ночи с 08.01.2002 по 24.11.2003. Три звезды (наши номера 3, 4 и 5) общие со звездами из [10], а две из них (3, 5) общие с [6]. Звезда 5 со звездными величинами, взятыми из [6], принята главной звездой

для калибровки. Мы имеем очень хорошее согласие со звездными величинами из [10] и [6], за исключением величины V для звезды 5, где разница составляет $\Delta V = 0.145$. Возможно, что в работе [6] опечатка. Поэтому для звезды 5 величину V мы брали из работы [10].

4.4. Mrk 590. Проанализировано 91 изображение в каждом фильтре, полученное в течение 24 ночей с 05.01.2002 по 24.11.2003. Главная звезда 2 в поле Mrk 590 калибрована с помощью главных звезд в полях BL Lac (13 общих ночей), I Zw 1 (6 ночей) и 3C 66 A (7 ночей). Три звезды - общие со звездами из работы Бачева и др. [7]. Разность между нашими величинами и данными [7] не превышает уровня 2σ .

4.5. 3C 66 A. Нами проанализированы 88 изображений в каждом фильтре, полученных в течение 23 ночей с 17.04.2002 по 24.11.2003. Для калибровки использовалась звезда 14, величины которой взяты из [6]. Измерены 12 звезд, общие со звездами из работы [6]. Средние разности между нашими величинами и данными из работы [6] таковы: $\Delta B = 0.005$, $\Delta V = 0.006$, $\Delta Rc = 0.012$ и $\Delta R I, Ic = 0.018$ зв. вел.

4.6. NGC 1275. Для этого объекта мы получили более 400 изображений в каждом фильтре в течение 74 ночей с декабря 2001 по январь 2004. Звезда C2 была калибрована с помощью главных звезд в полях I Zw 1 (19 общих ночей), 3C 66 A (8 ночей), S5 0716+71 (9 ночей), OJ 287 (15 ночей) и BL Lac (16 ночей). Однако для звезды C2 мы нашли большое отличие зв.величин по сравнению с оценками, сделанными в [2] и [10]. В среднем, в работе [2] звезда C2 на 13% слабее, чем по нашим оценкам в B и на 5% слабее в V, R, I полосах. Наши величины звезды C2 в B, V фильтрах слегка ярче, чем в работе [10]. Причина не ясна. Помимо этого Пенстон и др. [10] отмечают, что звезда 2 (= наша C3) - переменна. Однако, согласно нашим данным, эта звезда не показывает переменности в указанном выше временном интервале.

4.7. Akn 120. Мы проанализировали по 200 изображений в каждом фильтре, полученных за 48 ночей с 06.01.2002 по 11.12.2003. Звезда G в поле Akn 120 была прокалибрована относительно главных звезд в полях 3C 66 A (9 общих ночей), S5 0716+71 (11 ночей), OJ 287 (17 ночей) и BL Lac (14 ночей). Семь наших звезд являются общими со звездами из работы Хамуи и Маза [11]. Среди них две звезды переменны (звезды 2, 9) с амплитудами, показанными в табл.3, а звезда 3 заподозрена в переменности с малой амплитудой. Хамуи и Маза [11] тоже отметили переменность звезды J (в нашем обозначении звезда 2). Звездные величины звезд G, 3, 8 хорошо согласуются с данными [11] в пределах 2% в B, V, Ic фильтрах и 5% в Rc . Для звезды 7 согласие несколько хуже, в пределах 5-6% во всех фильтрах.

4.8. S5 0716+71. Мы получили по 178 изображений в каждом фильтре в течение 45 ночей с 16.02.2002 по 22.02.2004. В качестве главной

звезды для калибровки была использована звезда 11, звездные величины которой были взяты из работы [6]. Нами были измерены 12 звезд, общих со звездами из работы Гонзалеса-Переса и др. [6]. Ошибки в звездных величинах, полученные нами, несколько больше, чем те, что указаны в [6]. Только две звезды (3 и 5) в фильтрах R_c , I_c показали довольно большие отличия по сравнению с данными из работы [6], хотя мы и не нашли свидетельств, что эти звезды переменны. Если исключить эти две звезды, то средние разности звездных величин по остальным звездам составляют: -0.002 в B , -0.007 в V , R_c и 0.009 , 0.008 в R_I , I_c полосах. Пять звезд (5, 8, 11, 18, 23) в поле S5 0716+71 являются общими со звездами из работы [5]. Полученные нами звездные величины этих звезд согласуются с данными [5] с точностью до 1-2% в B , V , R_c фильтрах: $\Delta B = 0^m.010$, $\Delta V = 0^m.021$ и $\Delta R_c = 0^m.025$.

4.9. OJ 287. Мы анализировали 135 изображений в каждом фильтре, полученных в течение 38 ночей с 02.02.2002 по 23.11.2003. Для калибровки в качестве главной звезды была выбрана звезда 1 со звездными величинами, взятыми из [6]. Были калиброваны 21 звезда. Все они общие со звездами из [6]. Средние разности звездных величин между нашими измерениями и данными, взятыми из [6], равны: 0.026 , -0.018 , -0.008 , 0.003 , 0.005 зв. вел. в B , V , R_c , R_I и I_c полосах, соответственно. Однако у шести звезд наши оценки отличаются от оценок, приведенных в [6], более чем на 5% в фильтре B .

4.10. NGC 3227. Это поле наблюдалось с 05.01.2002 по 25.11.2003. За это время было получено 394 изображения в каждом фильтре в течение 96 ночей. Звезда 1 была калибрована относительно главных звезд в полях S5 0717+71 (по 22 общим ночам), OJ 287 (22 ночи) и 3C 273 (19 ночей). Две звезды были общими со звездами, исследованными в работе Пенстона и др. [10]. Звездные величины звезды 1 в фильтрах B , V , взятые из работы [10], слабее наших оценок на 0.060 и 0.078 зв. величин. Следует подчеркнуть, что мы не нашли переменных звезд среди фотометрированных нами звезд в этом поле. А ошибки, цитированные в работе [10], существенно больше наших и составляют около 0.05 зв. величин в B и 0.02 - в V .

4.11. NGC 3516. Поле в окрестности этой сейфертовской галактики мы наблюдали с 05.01.2002 по 25.11.2003, и были проанализированы 608 изображений в каждом фильтре, полученных за 110 ночей. Главная звезда 1 была калибрована относительно главных звезд в полях S5 0717+71 (21 общих ночей), OJ 287 (17 ночей) и 3C 273 (21 ночь). Мы не нашли переменных среди выбранных нами звезд. Звездные величины звезды 2 по Пенстону и др. [10] (= наша звезда 3) хорошо согласуются (с точностью 1-1.5%) с нашими оценками. Однако для звезды А величина в фильтре B , взятая из [10] (= наша звезда 1) на 0.08 слабее, чем наша оценка,

и на 0.12 слабее оценки, сделанной Лютым [12], хотя звездные величины в фильтре V согласуются очень хорошо.

4.12. NGC 4051. Мы наблюдали эту область с 27.12.2001 по 18.01.2004 и получили 604 изображения в каждом фильтре в течение 148 ночей. Главная звезда G4 была калибрована относительно главных звезд в полях S5 0717+71 (24 общих ночей), OJ 287 (21 ночь), 3C 273 (20 ночей), NGC 3227 (63 ночи) и NGC 3516 (67 ночей). Мы выбрали 6 звезд в качестве кандидатов в звезды сравнения и не обнаружили среди них переменных звезд. Четыре звезды являются общими со звездами из работы [10]. Их звездные величины в B , V фильтрах хорошо согласуются с нашими (в пределах 3%).

4.13. NGC 4151. Эта область наблюдалась нами с 27.12.2001 по 18.01.2004. Мы получили 814 изображений в каждом фильтре в течение 141 ночи. Главная звезда G4 была калибрована относительно главных звезд в полях S5 0717+71 (25 общих ночей), OJ 287 (19 ночей), 3C 273 (22 ночи), NGC 3227 (65 ночей), NGC 3516 (70 ночей) и NGC 4051 (96 ночей). Мы отобрали только 3 звезды в качестве кандидатов в звезды сравнения, однако, согласно нашим исследованиям, звезда 1 заподозрена в качестве переменной с малой амплитудой. Две звезды являются общими со звездами из работы [10] и их звездные величины в B , V фильтрах хорошо согласуются.

5. Заключение. В работе представлена B , V , R_c , I_c фотометрия 168 звезд в окрестностях 22 активных ядер галактик. Мы обращали особое внимание на сейфертовские галактики, поскольку у большинства из них не было известно достаточное количество звезд сравнения, необходимых для интенсивного изучения переменности ядер этих галактик в оптической области в B , V , R_c , I_c фильтрах. Эта часть работы включает 22 AGN с прямым восхождением от 0^h до 12^h . Звездные величины звезд сравнения заключены в интервале от $V=11$ до $V=17$. Многие звезды в окрестностях сейфертовских галактик калиброваны с высокой точностью. Типичная ошибка составляет $0^m.01$ для звезд ярче $V=14$. Для калибровки мы широко использовали вторичные стандарты в звездных полях вокруг AGN-объектов, опубликованные в работе Гонзалеса-Переса и др. [6]. Мы использовали также и фотометрические стандарты Стетсона, взятые нами из его Интернет-сайта. Звездные величины большинства звезд ранее не были известны. Среди изученных нами кандидатов в звезды сравнения мы нашли довольно много переменных звезд. Эта работа будет продолжена и расширена за счет добавления новых объектов AGN и расширения числа фотометрированных звезд в уже изученных полях. Мы надеемся также уточнить некоторые наши теперешние оценки.

Мы благодарим д-ра Лютого В.М. за его замечания. Эта работа была поддержана грантом Американского Фонда Гражданского Исследования

и Развития CRDF № UPI-2549-CR-03 и грантом Российского Фонда
Фундаментальных Исследований РФФИ № 03-02-17123.

¹ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,
Россия, e-mail: doroshen@sai.crimea.ua

² Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

BVRI CCD-PHOTOMETRY OF COMPARISON STARS IN THE FIELDS OF ACTIVE GALAXIES. I

V.T.DOROSHENKO¹, S.G.SERGEEV², N.I.MERKULOVA²,
E.A.SERGEEVA², Yu.V.GOLUBINSKY², V.I.PRONIK², N.N.OKHMAT²

We present results of CCD *BVRI* observations of comparison stars in the fields of 22 active galactic nuclei, mainly Seyfert galaxies (19). This part includes objects with the R.A. from 0 to 12 hours. The stellar magnitudes of observed stars cover the range from $V=11$ to $V=17$. Typical photometric uncertainty of the measured stars brighter than $V=14$ is about 0.01 mag. *BVRcIc* magnitudes of most of stars have never been published before. 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 *B*, *V*, *Rc*, *Ic* bands.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Fiorucci, G.Tosti*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **116**, 403, 1996.
2. *M.Fiorucci, G.Tosti, N.Rizzi*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **110**, 105, 1998.
3. *G.Tosti, M.Fiorucci, M.Luciani et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **130**, 109, 1998.
4. *C.M.Raiteri, M.Villata et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **130**, 495, 1998.
5. *M.Villata, C.M.Raitery, L.Lanteri et al.*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **130**, 305, 1998.
6. *J.N.González-Pérez, M.Kidger, F.Martín-Luis*, Astron. J., **122**, 2055, 2001.
7. *R.Bachev, A.Strigachev, V.Dimitrov*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **147**, 175, 2000.
8. *S.B.Howell*, Handbook of CCD Astronomy, Cambridge Univ. Press, 2000.
9. *S.G.Sergeev, V.T.Doroshenko, Yu.V.Golubinsky et al.*, IAU IBVS, **5500**, 1, 2004.
10. *M.J.Penston, M.V.Penston, A.Sandage*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **83**, 783, 1971.
11. *M.Хамуй, J.Маззэ*, Astron. J., **97**, 720, 1989.
12. *В.М.Лютый*, Астрон. циркуляр, №619, 1, 1971.

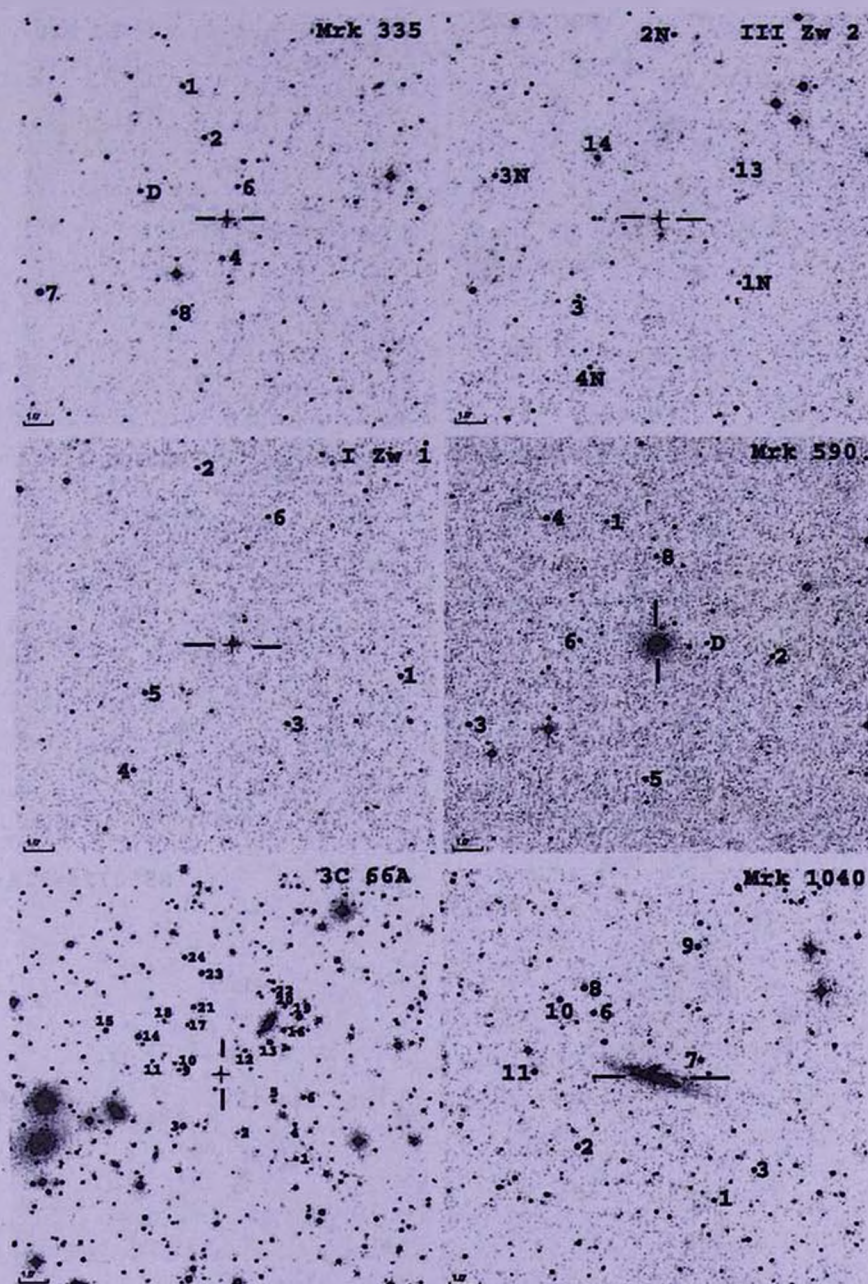


Рис.3а. Поисковые карты для АГН с отождествлением звезд сравнения. Север наверху, восток слева на всех картах. Размер полей на картах около $14' \times 14'$. Карты получены из Службы Обзора Неба (DSS) из пакета SIMBAD. АГН отмечены двойной черточкой. Нумерация звезд в поле 3C 66 А соответствует таковой в работе Гонзалеса-Переса и др. [6].

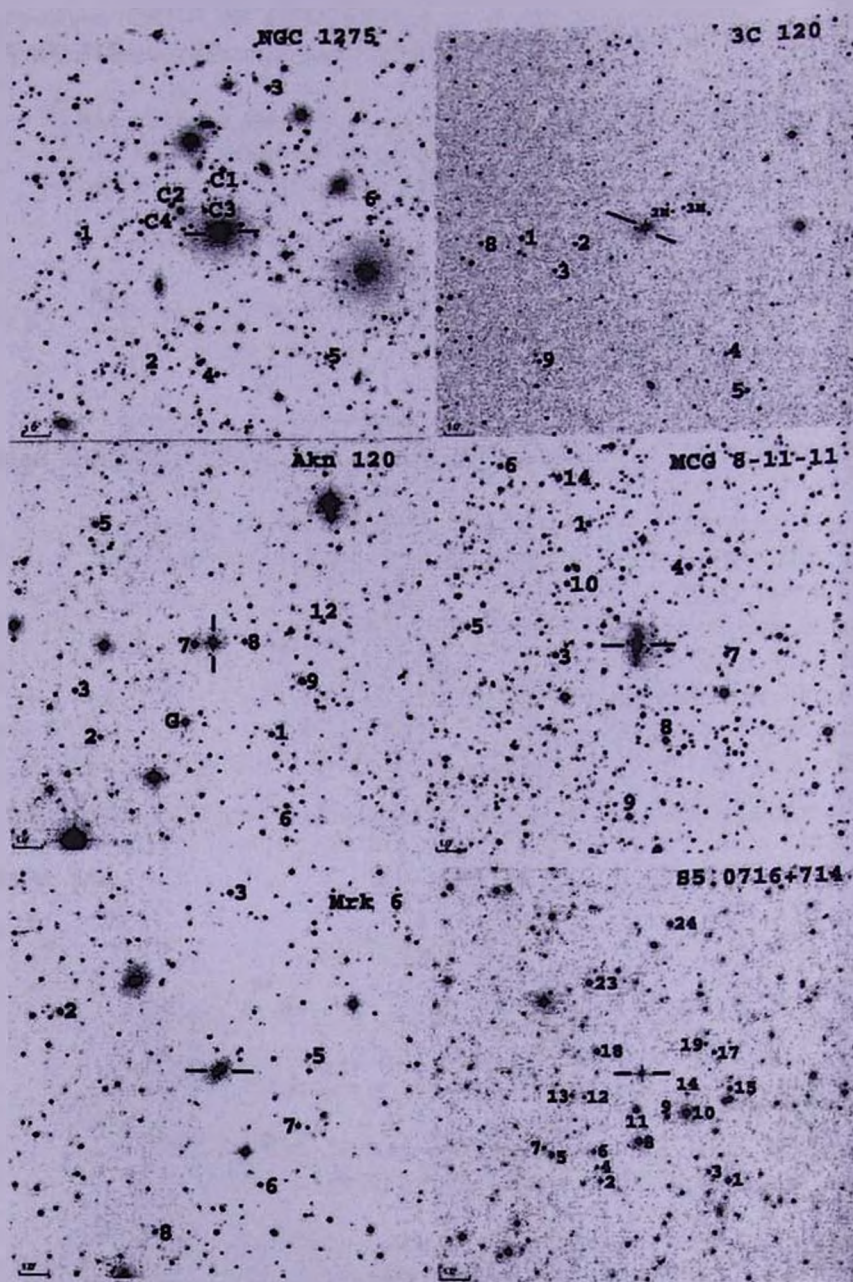


Рис.3б. Поисковые карты - продолжение. Нумерация звезд в поле S5 0716+71 соответствует таковой в работе Гонзалеса-Переса и др. [6]. Звезда 24 была калибрована нами дополнительно.

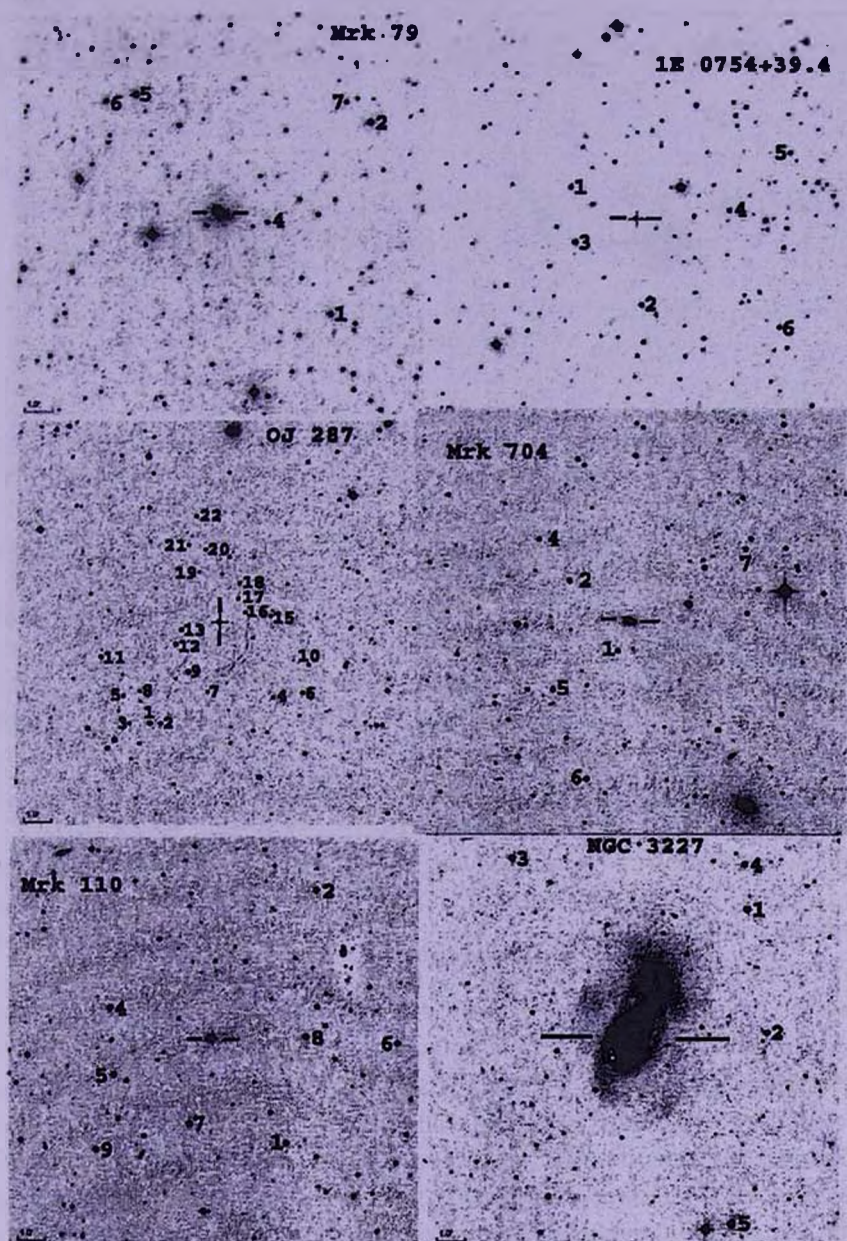


Рис.3с. Поисковые карты - продолжение. Нумерация звезд в поле OJ 287 соответствует таковой в работе Гонзалеса-Переса и др. [6].

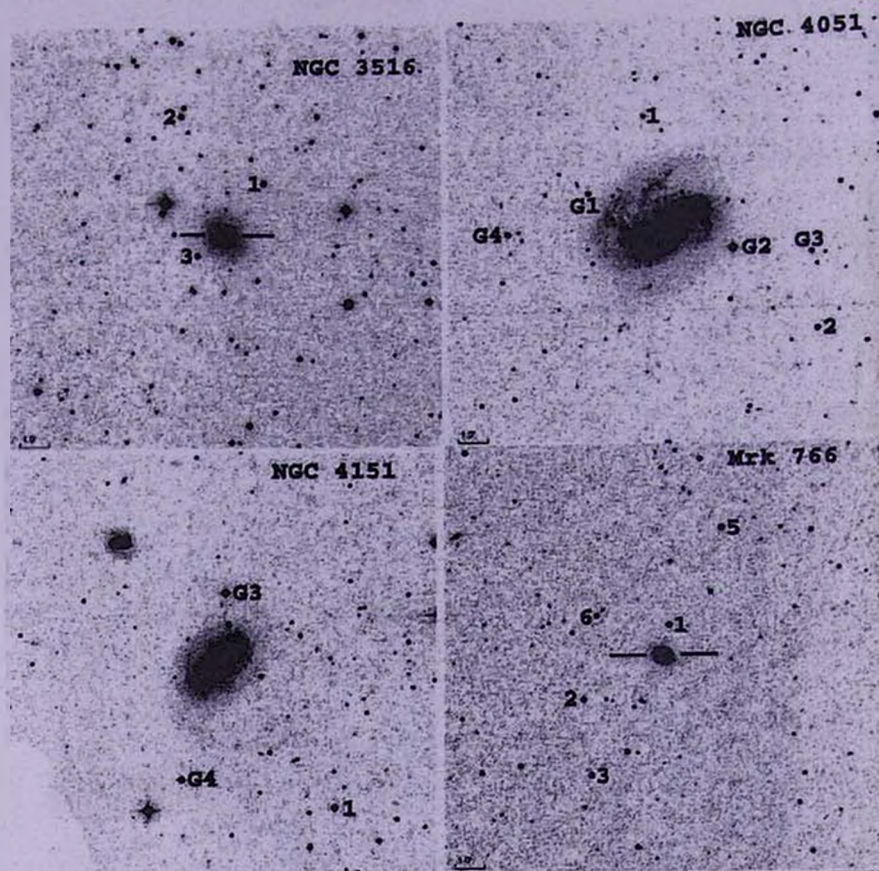


Рис.3d. Поискные карты - продолжение.

УДК: 524.354.6

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ МАССИВНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

М.К.АБУБЕКЕРОВ, А.М.ЧЕРЕПАЩУК

Поступила 21 декабря 2004

Проведен анализ методов оценок масс нейтронных звезд в системах Vela X-1, 4U 1700-37 и J0751+1807. Обсуждается возможность существования массивных нейтронных звезд, их доля от общего числа нейтронных звезд и возможные каналы образования.

1. *Введение.* К настоящему времени получены оценки масс около 30 нейтронных звезд. Из них прецизионной точностью обладают лишь оценки масс радиопульсаров в двойных системах Халса-Тейлора [1] и недавно обнаруженного двойного радиопульсара J0737-3039 [2]. Из оценок следует, что масса нейтронных звезд заключена в достаточно узком интервале $1.25 - 1.44 M_{\odot}$. На основании этого за стандартное значение массы нейтронной звезды во многих астрофизических расчетах и нормировках формул принимается $\sim 1.4 M_{\odot}$.

Однако по результатам теоретических расчетов ожидаемые массы нейтронных звезд, образовавшихся при коллапсе ядер массивных звезд, могут лежать в интервале $1 - 1.8 M_{\odot}$ (см., например, [3-5]). Существование нейтронных звезд с массами выше $\sim 1.8 M_{\odot}$ не противоречит современным астрофизическим представлениям. Существует целый ряд жестких уравнений состояния нейтронной материи, в которых масса Опенгеймера-Волкова превышает $1.8 M_{\odot}$ (см., например [6]). Особое внимание следует обратить на появившийся в последнее время цикл работ по так называемым скирмионным звездам. В 1999г. Оуед и Батлер [7] рассмотрели уравнение состояния на основе модели Скирма [8]. Характерной особенностью моделей нейтронных звезд на основе уравнения Скирма является большая предельная масса: $2.95 M_{\odot}$ для невращающейся конфигурации и $3.45 M_{\odot}$ для вращающейся [9,10]. Одной из особенностей нейтронных звезд, основанных на модели Скирма, является большое значение их радиуса (до 23 км).

Недавно проведенные расчеты эволюции массы нейтронных звезд в двойных системах на "Машине сценариев" [11] показали, что реализуются каналы эволюции двойной системы, в ходе которых нейтронная звезда

за счет аккреции способна увеличить свою массу более чем на $\sim 1 M_{\odot}$ [12,13].

Последнее время появляется все большее число наблюдательных указаний на возможность существования массивных нейтронных звезд. Уже известны три двойных системы, в которых центральные значения массы компактных объектов превосходят $1.8 M_{\odot}$. По существующим оценкам масса нейтронной звезды в системе Vela X-1 близка к $\sim 2 M_{\odot}$, а массы компактных объектов в двойных 4U 1700-37 и J0751+1807 превышают $2 M_{\odot}$. Поскольку наблюдательное подтверждение гипотезы о существовании массивных нейтронных звезд крайне важно с точки зрения фундаментальных свойств нейтронной материи, то еще раз следует заострить внимание на методах и результатах оценки масс нейтронных звезд в двойных системах Vela X-1, 4U 1700-37 и J0751+1807.

2. Оценки массы нейтронных звезд в системах Vela X-1, 4U 1700-37 и J0751+1807.

Двойная система Vela X-1. Рентгеновская двойная система Vela X-1 открыта в 1967г. [14]. Система состоит из рентгеновского пульсара и сверхгиганта спектрального класса B0.5 Ibeq (HD 77581) с массой $24-25 M_{\odot}$. Оптический компонент близок к заполнению своей полости Роша. Орбитальный период системы 8.96 дней. Орбита двойной системы обладает заметным эксцентриситетом $e \approx 0.09$ (в сравнении с эксцентриситетом орбит остальных рентгеновских пульсаров).

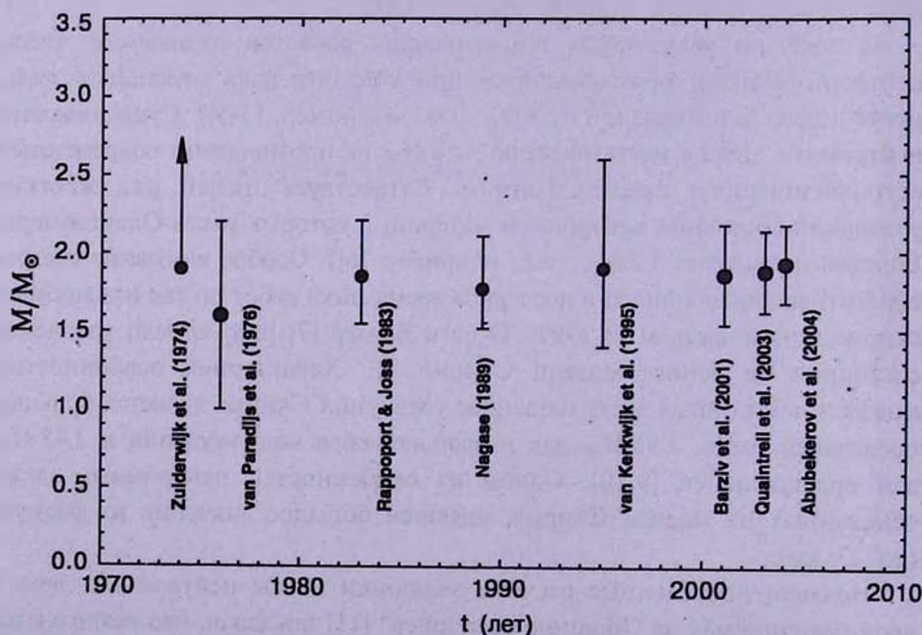


Рис.1. Оценки массы рентгеновского пульсара в двойной системе Vela X-1, полученные до 2004г.. Интервал ошибок указан на уровне 2σ .

Рентгеновская двойная Vela X-1 вызывает пристальный интерес высоким значением массы рентгеновского пульсара. На рис.1 представлены оценки масс рентгеновского пульсара, полученные различными авторами.

В работе Зюйдервика [15] была выполнена первая оценка массы рентгеновского пульсара $m_{NS} > 1.9 M_{\odot}$. В работе ван Паралайса [16] получена оценка массы рентгеновского пульсара $m_{NS} = 1.6 \pm 0.3 M_{\odot}$ по уровню доверия 1σ . Согласно результатам работы Раппапорта и Джосса масса рентгеновского пульсара лежит в пределах $m_{NS}(2\sigma) = 1.85_{-0.30}^{+0.35} M_{\odot}$ [17]. Следующие оценки массы компактного объекта в Vela X-1 составляют $m_{NS}(1.64\sigma) = 1.77_{-0.21}^{+0.27} M_{\odot}$ (Нагазе, 1989) [18], $m_{NS}(2\sigma) = 1.9_{-0.5}^{+0.7} M_{\odot}$ (ван Керквик и др., 1995) [19], $m_{NS}(2\sigma) = 1.86 \pm 0.32 M_{\odot}$ (Барзив и др., 2001) [20]. По результатам работы Квантрелла [21] в предположении заполнения оптической звездой полости Роша $\mu = 1$ и наклона орбиты $i = 70^{\circ} \pm 2^{\circ}$ масса рентгеновского пульсара составляет $m_{NS}(1\sigma) = 2.27 \pm 0.17 M_{\odot}$. При наклонении орбиты $i = 90^{\circ}$ и неполном заполнении полости Роша $\mu = 0.89 \pm 0.03$ масса нейтронной звезды составляет $m_{NS}(1\sigma) = 1.88 \pm 0.13 M_{\odot}$ [21].

Оценки массы в работах [15,16] выполнены на основе наблюдаемой кривой лучевых скоростей в модели точечных масс. В работах [17-21] оценка масс рентгеновского пульсара произведена на основе решения системы уравнений (см., например, [20]) методом Монте-Карло. В качестве наблюдаемого параметра в данном методе используется лишь полуамплитуда кривой лучевых скоростей оптической звезды K_r . При этом не принимается во внимание ее форма. Это является существенным недостатком метода.

Следует отметить, что часть выражений, на которые опирается данный метод расчета параметров двойной, получена в формализме точечных масс. В то же время формализм точечных масс совершенно не применим в случае двойной системы Vela X-1. Радиус оптической звезды в двойной системе Vela X-1 близок к $\sim 30 R_{\odot}$ при расстоянии между центрами масс компонентов $\sim 55 R_{\odot}$. В этом случае для корректной интерпретации кривой лучевых скоростей должны быть приняты во внимание эффекты взаимодействия компонентов. Модель двойной системы в первом приближении должна учитывать: положение центра масс двойной в теле оптического спутника, приливно-деформированную форму оптической звезды, эффект рентгеновского прогрева и гравитационного потемнения ее поверхности.

В работе Абубекерова, Антохиной и Черепашука [22] выполнена оценка массы рентгеновского пульсара в модели Роша, которая в первом приближении учитывает вышеперечисленные эффекты взаимодействия компонентов [23]. Помимо этого в работе [22] проверена адекватность вычисленных параметров двойной системы наблюдательным данным.

Отметим, что динамическая оценка массы в работе [22] проводилась на основе комплекса наблюдательного материала, полученного за 1967-2003 годы. Кратко изложим метод оценки массы компактного объекта в работе [22].

С целью уменьшения влияния случайных ошибок, вызванных осцилляцией поверхности и дополнительной абсорбцией в газовых структурах двойной, в работе [22] выполнена интерпретация средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей. Интерпретация выполнена по всем средним значениям наблюдаемой лучевой скорости и без учета средних наблюдаемых значений лучевой скорости в промежутке орбитальных фаз 0.4-0.6 как наиболее искаженных анизотропией звездного ветра.

В случае интерпретации по всем значениям лучевой скорости масса компактного объекта составила $m_{NS} = 2.02 M_{\odot}$ (поскольку модель отвергается по критерию Фишера, ошибка m_{NS} не определена). В случае косвенного учета анизотропии звездного ветра масса рентгеновского пульсара составила $m_{NS} = 1.93 M_{\odot}$ (поскольку модель отвергается по критерию Фишера, ошибка m_{NS} не определена). В обоих случаях модели отвергались по уровню значимости $\alpha = 5\%$. Лишь искусственное увеличение ошибки средней наблюдаемой лучевой скорости в 2 раза позволило принять модель по уровню доверия $\gamma = 95\%$ при интерпретации средней наблюдаемой кривой лучевых скоростей с косвенным учетом анизотропии звездного ветра. Масса рентгеновского пульсара составила $m_{NS}(2\sigma) = 1.93^{+0.25}_{-0.24} M_{\odot}$. Отметим, что при интерпретации полной средней кривой лучевых скоростей даже после увеличения ошибки средней наблюдаемой скорости вдвое модель по-прежнему отвергалась по уровню значимости $\alpha = 5\%$.

Таким образом, все используемые на сегодняшний день модели двойной системы Vela X-1 не способны корректно проинтерпретировать имеющиеся наблюдательные данные. Поэтому высокое значение массы рентгеновского пульсара в системе Vela X-1 остается под вопросом.

Двойная система 4U 1700-37. Рентгеновская двойная система 4U 1700-37 открыта с борта спутника "Ухуру" в декабре 1970г. [24]. Двойная система состоит из сверхгиганта спектрального класса O6.5Iaf (HD 153919) [25,26] и компактного объекта.

Рентгеновское излучение двойной 4U 1700-37 имеет жесткий спектр [27,28], похожий на спектр аккрецирующих нейтронных звезд. Вместе с этим от компактного объекта не наблюдается регулярных импульсов, связанных с эффектом маяка, возникающего при аккреции вещества на нейтронную звезду. Данное обстоятельство не позволяет построить кривую лучевых скоростей компактного объекта и, следовательно, определить массу оптического спутника. Масса оптического спутника вычисляется по спектральному классу или по зависимости "масса-светимость". Однако

эти оценки недостаточно надежны. Вследствие чего недостаточно точны и оценки массы компактного объекта. На рис.2 представлены оценки массы компактного объекта в системе 4U 1700-37, полученные различными авторами.

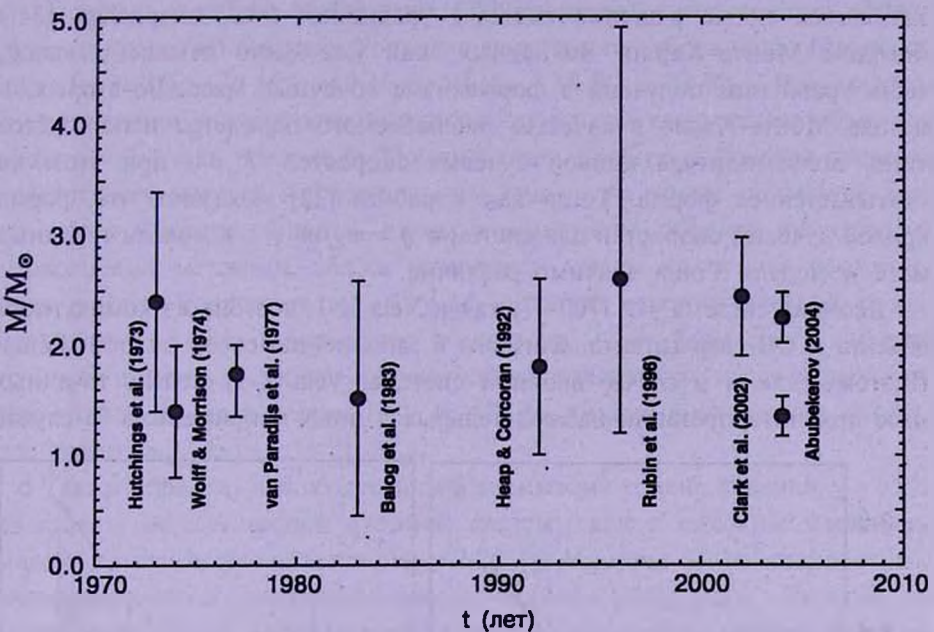


Рис.2 Оценки массы компактного объекта в двойной системе 4U 1700-37, полученные до 2004г. Интервал ошибок указан на уровне 2σ . Balog et al. (1983) обозначены результаты работы Н.И.Балога и др. [35].

В работе Хатчингса 1973г. [29] решение наблюдаемой кривой лучевых скоростей было произведено методом наименьших квадратов в модели двух точечных масс. В предположении массы оптического компонента $35 M_{\odot}$ и наклона орбиты 90° масса компактного объекта составила $m_{NS}(1\sigma) = 2.4 \pm 0.5 M_{\odot}$. По результатам работы Волфа и Моррисона 1974г. масса компактного объекта заключена в диапазоне $m_{NS}(1\sigma) = 1.4 \pm 0.3 M_{\odot}$ при массе оптического спутника $m_v = 25 M_{\odot}$. В случае массы оптической звезды $m_v(1\sigma) = 40 M_{\odot}$, масса компактного объекта превышает $2 M_{\odot}$. Согласно результатам работы ван Парадайса и др. 1977г. [31] масса релятивистского компонента составляет $m_{NS}(1\sigma) = 1.74^{+0.13}_{-0.19} M_{\odot}$ при массе оптической звезды $m_v(\sigma) = 21.3^{+1.1}_{-1.8} M_{\odot}$. В работе Хипа и Коркорана [32] оценка массы компактного объекта равна $m_{NS}(1\sigma) = 1.8 \pm 0.4 M_{\odot}$, а масса оптического спутника $m_v = 52 \pm 2 M_{\odot}$. По результатам работы Рубина и др. [33] масса компактного объекта составляет $m_{NS}(1\sigma) = 2.6^{+2.3}_{-1.4} M_{\odot}$ при массе оптической звезды $30^{+11}_{-7} M_{\odot}$. Авторы работы [34] получили массу компактного объекта $m_{NS}(1\sigma) = 2.44 \pm 0.27 M_{\odot}$ при массе оптического спутника $m_v(1\sigma) = 58 \pm 11 M_{\odot}$. Согласно оценке массы компактного

объекта по "чисто" эллипсоидальной оптической кривой блеска значение m_{NS} заключено в пределах $0.95-2.08 M_{\odot}$ по уровню доверия $\gamma = 50\%$ [35].

В работе [29] оценка массы компактного объекта получена в модели точечных масс. В работах [31-34] оценка массы компактного объекта выполнена путем решения системы уравнений (см., например, [34]) методом Монте-Карло. Во-первых, как уже было отмечено выше, часть уравнений получена в формализме точечных масс. Во-вторых, в методе Монте-Карло в качестве наблюдаемого параметра используется лишь полуамплитуда кривой лучевых скоростей K_v и при этом не учитывается ее форма. Тогда как в работе [22] показано, что форма кривой лучевых скоростей для систем с $q = m_x/m_v < 1$ в модели точечных масс и модели Роша значимо различна.

Двойная система 4U 1700-37, как и Vela X-1, состоит из компактного объекта и ОВ-сверхгиганта, близкого к заполнению своей полости Роша. Поэтому, как и в случае двойной системы Vela X-1, модель точечных масс при интерпретации наблюдательных данных неприменима. В случае

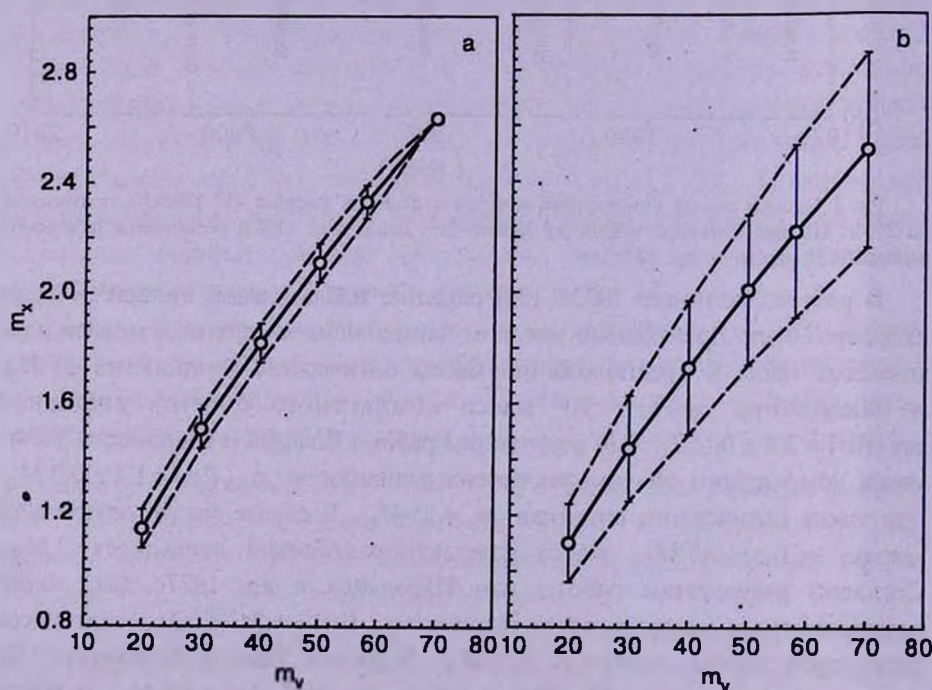


Рис.3. а) Зависимость массы компактного объекта рентгеновской ТДС 4U 1700-37 от массы оптической звезды при наклонении орбиты 67° . Получена интерпретацией в модели Роша лучевых скоростей, определенных по линиям абсорбции водорода из работы [36] без использования значений средней наблюдаемой лучевой скорости в фазовом интервале 0.4-0.6. б) Зависимость массы компактного объекта рентгеновской ТДС 4U 1700-37 от массы оптической звезды при наклонении орбиты 67° . Получена интерпретацией в модели Роша спектральных данных IUE из работы [37] без использования значений средней наблюдаемой лучевой скорости в фазовом интервале 0.4-0.6.

системы 4U 1700-37 неопределенность массы заключена не только в недостаточно корректной модели, используемой при интерпретации наблюдаемой кривой лучевых скоростей, но и неопределенности оценки массы оптического спутника.

Поэтому в работе Абубекерова [38] проведена интерпретация кривой лучевых скоростей в модели Роша для дискретного набора масс оптической звезды $20 M_{\odot}$, $30 M_{\odot}$, $40 M_{\odot}$, $50 M_{\odot}$, $58 M_{\odot}$, $70 M_{\odot}$. Результатом интерпретации явились зависимости между массой компактного объекта и оптической звезды (см. рис.3). Помимо этого, в работе выполнена проверка адекватности моделей наблюдательным данным на основе статистического критерия Фишера. Оценка массы компактного объекта произведена несколькими методами. Масса оптической звезды на основе ускорения силы тяжести составляет $m_v = 55_{-6}^{+7} M_{\odot}$. Данной массе оптической звезды соответствует масса компактного объекта $m_{NS}(2\sigma) = 2.25_{-0.24}^{+0.23} M_{\odot}$. Исходя из массы оптической звезды, полученной по зависимости "масса-светимость" для тесных двойных систем [38] $m_v = 27 M_{\odot}$, масса компактного объекта составляет $m_{NS}(2\sigma) = 1.35_{-0.18}^{+0.18} M_{\odot}$.

Таким образом, наблюдательным данным на уровне доверия $\gamma = 95\%$ адекватны модели тесной двойной системы как с высоким значением массы компактного объекта $m_v = 2.25_{-0.24}^{+0.23} M_{\odot}$, так и со стандартным значением массы нейтронной звезды $m_v(2\sigma) = 1.35_{-0.18}^{+0.18} M_{\odot}$. Поэтому на настоящий момент высокая оценка массы компактного объекта системы 4U 1700-37 $m_{NS} = 2.2 M_{\odot}$ недостаточно надежна.

Двойная система J0751+1807. Двойная система J0751+1807 открыта в 1993г. [39]. Система состоит из миллисекундного радиопульсара и белого карлика. В подобных системах масса компонентов измеряется на основе тайминга импульсов радиопульсара. Из наблюдений определяются четыре релятивистских параметра двойной системы: скорость движения периастра орбиты $\dot{\omega}$, параметр γ , описывающий эффекты задержки импульсов радиопульсара за счет эффектов ОТО, временная задержка Шапиро, скорость уменьшения орбитального периода за счет излучения гравитационных волн $\dot{P}_{orb}$. Для того, чтобы определить массу компонентов двойной, требуется знать два из четырех параметров (остальные используются для контроля полученного результата).

В двойной системе J0751+1807 орбита почти круговая, $e = 0.000003$ [41]. Столь малое значение эксцентриситета не позволяет определить скорость движения периастра орбиты $\dot{\omega}$ и значение параметра γ . Поэтому оценка массы радиопульсара получена только на основе двух параметров: временной задержки Шапиро и $\dot{P}_{orb}$.

Значение $\dot{P}_{orb}$, полученное на основе анализа наблюдательных данных 1993-1994гг. и 1999-2003гг., составило $(-6.2 \pm 1.1) \cdot 10^{-14}$ с/с, соответствующую

шая ему масса радиопульсара лежит в диапазоне $m_{PSR}(2\sigma) = 1.6 - 2.8 M_{\odot}$ [40]. В следующей работе этих же авторов значение $\dot{P}_{orb}$ было уточнено $(-6.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-14}$ с/с. Новое значение массы радиопульсара составляет $m_{PSR}(2\sigma) = 2.1^{+0.4}_{-0.5} M_{\odot}$. Других оценок массы радиопульсара на сегодняшний момент не получено. Точность оценки массы радиопульсара в двойной системе J0751+1807 еще недостаточно высока, чтобы на ее основе делать выводы о наличии массивной нейтронной звезды.

3. Результаты популяционного синтеза. Масса нейтронной звезды в тесной двойной системе может измениться за счет аккреции вещества спутника. С целью оценки величины массы аккрецируемого вещества ΔM в работах [12,13] выполнен популяционный синтез на "Машине Сценариев" [11].

В работе [12] проведен популяционный синтез 19.5 млн. двойных систем. Начальные массы компонентов варьировались в диапазоне от $5 M_{\odot}$ до $120 M_{\odot}$. Распределение начальных отношений масс компонентов двойных систем полагалось равновероятным. Начальное значение большой полуоси двойной могло принимать любое значение из диапазона $10 - 10^6 R_{\odot}$. Начальная масса нейтронной звезды разбрасывалась в диапазоне $1.25 - 1.44 M_{\odot}$. Синтез выполнен для разных времен диссипации магнитного поля радиопульсара t_d : 10^7 , $5 \cdot 10^7$ и 10^8 лет. Полагалось, что скорость анизотропного толчка нейтронной звезды подчиняется максвеллоподобному распределению с характерной величиной $v_0 = 180$ км/с. Предел Опенгеймера-Волкова принят равным $2.5 M_{\odot}$.

Популяционный синтез 19.5 млн. двойных систем привел к образованию $\sim 7 \cdot 10^4$ систем радиопульсара с нейтронной звездой (PSR+NS) и $\sim 16 \cdot 10^4$ систем радиопульсара с белым карликом (PSR+WD). Синтез выполнен как с учетом гипераккреции, так и без ее учета. В случае учета гипераккреции максимальная масса, достигаемая пульсаром, составляла $\sim 1.75 M_{\odot}$. Канал образования радиопульсаров был достаточно узок. Радиопульсары образовывались в процессе эволюции двойных систем с начальными массами $M_1 \approx 15 - 22 M_{\odot}$, $M_2 \approx 15 - 22 M_{\odot}$, при начальной большой полуоси $a \approx 10 - 10^3 R_{\odot}$. Радиопульсары набирали массу на двух стадиях: супераккреции ($\Delta M \approx 0.1 - 0.2 M_{\odot}$) и гипераккреции ($\Delta M \approx 0.2 - 0.3 M_{\odot}$). При этом аккумуляция вещества происходит достаточно быстро $t < t_d$. Без учета стадии гипераккреции максимальное значение массы радиопульсаров в системах PSR+NS составляло $\sim 1.6 M_{\odot}$.

Значения масс радиопульсаров в системах PSR+WD, получившихся в ходе популяционного синтеза, достигали $2.5 M_{\odot}$. Каналы образования массивных радиопульсаров зависели от времени диссипации магнитного поля (более подробно см. [12]). Однако вне зависимости от величины t_d в каждом из сценариев возникали радиопульсары с массами $\sim 2.5 M_{\odot}$.

Данные радиопульсары являлись продуктом эволюции двойной системы с массами компонентов $M_1 \geq 10 M_\odot$ и $M_2 = 1.5 - 3.0 M_\odot$ и величиной большой полуоси $a = (6 - 7) \cdot 10^2 R_\odot$. Радиопульсары в этом канале эволюции набирают массу исключительно на стадии аккреции. Вещество на них перетекает с маломассивной звезды - донора через внутреннюю точку Лагранжа. Поскольку маломассивный спутник заполняет свою полость Роша в ядерной шкале времени ($t \sim 10^8 - 10^9$ лет), то поле радиопульсара успевает затухнуть и не препятствует выпадению вещества.

Популяционный синтез в работе [12] выполнен с учетом набора массы ΔM на стадии гипераккреции и без учета набора массы радиопульсаром на стадии гипераккреции. В случае учета набора массы на стадии гипераккреции число радиопульсаров с $m_{PSR} > 1.8 M_\odot$ составило $\sim 12\%$ от общего числа радиопульсаров в системах PSR+WD при $t_d = 10^7$, $\sim 30\%$ при $t_d = 5 \cdot 10^7$ лет и $\sim 30\%$ при времени диссипации магнитного поля $t_d = 10^8$ лет. В случае неучета набора массы радиопульсаром на стадии гипераккреции число радиопульсаров с $m_{PSR} > 1.8 M_\odot$ составило $\sim 4\%$ от общего числа радиопульсаров в системах PSR+WD при $t_d = 10^7$, $\sim 3\%$ при $t_d \sim 5 \cdot 10^7$ лет и $\sim 3\%$ при времени диссипации магнитного поля $t_d = 10^8$ лет. Следует отметить, что в случае искусственного увеличения предела Опенгеймера-Волкова радиопульсар за счет аккреции способен увеличить свою массу до $\sim 5 M_\odot$ [12].

В работе Попова и Прохорова [13] произведена оценка частоты рождения массивных нейтронных звезд. Она составляет $6.7 \cdot 10^{-7} \text{ лет}^{-1}$, что соответствует $\sim 10^4$ массивных нейтронных звезд на Галактику. Согласно полученному распределению по типу эволюционного состояния, большинство массивных нейтронных звезд находится в стадии аккретора (53% от общего числа), 39% массивных нейтронных звезд находится на стадии эжектора и 8% на стадии пропеллера и георотатора. Около 25% аккрецирующих нейтронных звезд находится в парах с заполняющими полость Роша нормальными звездами, а 75% - с заполняющими полость Роша белыми карликами [13].

Согласно результатам популяционного синтеза наиболее ожидаемые наблюдательные проявления у массивных нейтронных звезд те же, что и у обычных: радиопульсары и рентгеновские источники. Массивные нейтронные звезды должны проявляться как миллисекундные радио и рентгеновские пульсары. Вероятность встречи массивного радиопульсара в системах PSR+WD выше в сравнении с двойными системами PSR+NS. Пульсары с массами $m_{PSR} > 1.8 M_\odot$ должны встречаться лишь в двойных системах PSR+WD. В двойных системах PSR+NS, согласно популяционному синтезу, выполненному в [12], столь массивные радиопульсары должны отсутствовать.

4. *Заключение.* Основным выводом популяционного синтеза является возможность существования эволюционных каналов, в которых нейтронная звезда может значимо увеличить свою массу. В случае реализации жесткого уравнения состояния вещества в нейтронной звезде ее масса может достигать $\sim 3.5 M_{\odot}$. То есть теоретические расчеты говорят в пользу существования массивных нейтронных звезд.

Несмотря на это, окончательно убедительных доказательств их существования не обнаружено. Точность моделей в двойных системах Vela X-1 и 4U 1700-37 не достаточна для корректной интерпретации наблюдательных данных. В двойной системе J0751+1807 масса радиопульсара известна с достаточно большой ошибкой, для уменьшения которой требуется увеличить временной ряд наблюдений.

Авторы выражают благодарность С.Б.Попову за полезные замечания и советы. Работа была поддержана грантом РФФИ (N 02-02-17524) и грантом Ведущие научные школы России (НШ-388.2003.2).

Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, МГУ, Россия, email: marat@sai.msu.ru

ON THE EXISTENCE OF THE MASSIVE NEUTRON STARS

M.K.ABUBEKEROV, A.M.CHEREPASCHUK

The analysis of the methods of mass estimations of neutron stars for the systems Vela X-1, 4U 1700-37 and J0751+1807 is carried out. The possibility of the existence of the massive neutron stars, their fraction of the total number of the neutral stars and the possible channels of their formation are discussed.

Key words: *stars:neutron*

ЛИТЕРАТУРА

1. S.E.Thorsett, D.Chakrabarty, *Astrophys. J.*, **512**, 288, 1999.
2. A.G.Lyne, M.Burgay, M.Kramer et al., *astro-ph* 0401086.
3. S.E.Woosley, A.Heger, T.A.Weaver, *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 1015, 2000.

4. *F.X.Timmes, S.E.Woosley, T.A.Weaver*, *Astrophys. J.*, **457**, 834, 1996.
5. *C.L.Fryer, V.Kalogera*, *Astrophys. J.*, **554**, 548, 2001.
6. *P.Haensal*, *EAS Publications Series*, eds. C.Motch, J.-M.Hameury, **7**, 249, 2003.
7. *R.Ouyed, M.Butler*, *Astrophys. J.*, **522**, 453, 1999.
8. *T.H.R.Skyrme*, *Proc. Roy. Soc. London A*, **267**, 127, 1962.
9. *R.Ouyed*, *Astron. Astrophys.*, **382**, 939, 2002.
10. *R.Ouyed*, *astro-ph* 0402122.
11. *V.M.Lipunov, K.A.Postnov, M.E.Prokhorov*, *The Scenario Machine: Binary Star Population Synthesis*, ed. R.A.Sunyaev, *Astrophysics and Space Phys. Rev.*, vol.9, Harwood Academic Publishers, 1996.
12. *А.И.Богомазов, М.К.Абубекеров, В.М.Липунов, А.М.Черепашук*, *Астрон. ж.*, **82**, 2005 (в печати).
13. *S.B.Popov, M.E.Prokhorov*, *astro-ph* 0412327.
14. *G.Chodil, Mark Hans, R.Rodrigues et al.*, *Astrophys. J.*, **150**, 57, 1967.
15. *E.J.Zuiderwijk, E.P.J. van den Heuvel, G.Hensberge*, *Astron. Astrophys.*, **35**, 353, 1974.
16. *J.A. van Paradijs, G.Hammerschlag-Hensberge, E.P.J. van den Heuvel et al.*, *Nature*, **259**, 547, 1976.
17. *S.A.Rappaport, P.C.Joss*, "X-ray Pulsars in Massive Binary Systems" in: *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources*, eds. W.H.G.Lewin, E.P.J. van den Heuvel, Cambridge University Press, 1983, p.1.
18. *F.Nagase*, "Accretion-powered X-ray Pulsars", *Publ. Astron. Soc. Japan*, **41**, 1, 1989.
19. *M.H. van Kerkwijk, J. van Paradijs, E.J.Zuiderwijk*, *Astron. Astrophys.*, **303**, 497, 1995.
20. *O.Barziv, L.Kaper, M.H. van Kerkwijk et al.*, *Astron. Astrophys.*, **377**, 925, 2001.
21. *H.Quantrell, A.J.Norton, T.D.C.Ash et al.*, *Astron. Astrophys.*, **401**, 313, 2003.
22. *М.К.Абубекеров, Э.А.Антохина, А.М.Черепашук*, *Астрон. ж.*, **81**, 108, 2004.
23. *Э.А.Антохина*, *Астрон. ж.*, **73**, 532, 1996.
24. *C.Jones, W.Forman, H.Tananbaum et al.*, *Asrophys. J.*, **181**, 43, 1973.
25. *C.Jones, W.Forman, W.Liller et al.*, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **4**, 329, 1972.
26. *C.Jones, W.Liller*, *I.A.U. Circ.* 2503, 1973.
27. *A.P.Reynolds, A.Owens, L.Kaper et al.*, *Astron. Asrophys.*, **349**, 873, 1999.
28. *L.Kaper, A.M.Cherepaschuk*, in: *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei: Diagnostic, Demography and Formation*, *ESO Astrophys. Simposia*, Eds. L.Kaper, E.P.J. van Heuvel, P.A. Woudt, Berlin, Springer, 2001, p.289.
29. *J.B.Hutchings, A.D.Thackeray, B.L.Webster, P.J.Andrews*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **163**, 13, 1973.
30. *S.C.Wolff, N.D.Morrison*, *Astrophys. J.*, **187**, 69, 1974.
31. *J. van Paradajs, E.J.Zuiderwijk, R.J.Takens, G.Hammerschlag-Hensberge*, *Astron. Asrophys. Suppl. Ser.*, **30**, 195, 1977.
32. *S.R.Heap, M.F.Corcoran*, *Astrophys. J.*, **387**, 340, 1992.

33. *B.C.Rubin, M.H.Finger, B.A.Harmon et al.*, *Asrophys. J.*, **459**, 259, 1996.
34. *J.S.Clark, S.P.Goodwin, P.A.Growther et al.*, *Astron. Asrophys.*, **392**, 909, 2002.
35. *Н.И.Балог, А.В.Гончарский, Т.С.Хрузина, А.М.Черепашук*, *Астрон. ж.*, **60**, 534, 1983.
36. *G.Hammerschlag-Hensberge, C. De Loore, van Den Heuvel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **32**, 375, 1978.
37. *G.Hammerschlag-Hensberge, M.H. van Kerkwijk, L.Kaper*, *Astron. Astrophys.*, **407**, 685, 2003.
38. *М.К.Абубекеров*, *Астрон. ж.*, **81**, 714, 2004.
39. *S.C.Lundgren, A.F.Zepka, J.M.Cordes et al.*, *American Astron. Soc.*, 183rd Meeting, 1993, p.1345.
40. *D.J.Nice, E.M.Splaver, I.H.Stairs*, *astro-ph* 0311296.
41. *D.J.Nice, E.M.Splaver, I.H.Stairs*, *astro-ph* 0411207.

УДК: 524.354.4-7

О ЗАВИСИМОСТИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОПУЛЬСАРОВ ОТ ИХ ВОЗРАСТА

В.Г.МАЛУМЯН, А.Н.АРУТЮНЯН

Поступила 20 октября 2004

Принята к печати 12 января 2005

В работе показано, что величина изменения периодов (производной периодов) излучения пульсаров зависит от их характеристического возраста. С возрастом эти изменения происходят все медленнее. Показано также, что существует зависимость между изменением периода излучения и периодом. Эта зависимость в ходе эволюции пульсаров с возрастом становится теснее.

1. *Введение.* Чтобы понять природу процессов, протекающих в радиопульсарах, очень важно выяснить связи, которые могут иметь место между разными физическими параметрами этих объектов. В частности, в первую очередь необходимо выяснить, как изменяются периоды излучения P и их производные (изменения периодов) dP/dt в ходе эволюции пульсаров. То есть, выявить связь между вышеупомянутыми параметрами и характеристическим возрастом пульсаров.

Характеристические возрасты пульсаров $T = P/2dP/dt$, согласно теории пульсаров, по всей вероятности, являются верхними пределами их истинных возрастов [1,2]. В работе [3] показано, что характеристический возраст пульсаров может служить хорошим индикатором их реального возраста.

2. *Связь между характеристическими возрастaми и производными периодов пульсаров.* Для исследования этой связи мы использовали данные о характеристических возрастaх и производных периодов излучения dP/dt (изменение периода за 1 секунду выраженное в секундах) из каталога [4]. Пульсары, являющиеся членами двойных или кратных систем, не рассматривались. По своей природе они отличаются от одиночных объектов [5,6]. Пульсары в Магеллановых Облаках также не рассматривались.

Оставшиеся из 1488 объектов 1297 пульсаров из [4] по характеристическому возрасту мы разделили на четыре группы: объекты с $T < 10^6$ лет, $10^6 \leq T < 10^7$ лет, $10^7 \leq T < 10^8$ лет и $T \geq 10^8$ лет.

На рис.1 представлены гистограммы распределения пульсаров по логарифмам производных периода для вышеуказанных четырех возрастных

групп. Средние и медианные значения $\log dP/dt$ пульсаров даны в табл.1.

Как следует из рис.1, распределения dP/dt для пульсаров разных характеристических возрастов существенно отличаются. Это видно также из табл.1. Чем больше характеристический возраст, тем медленнее

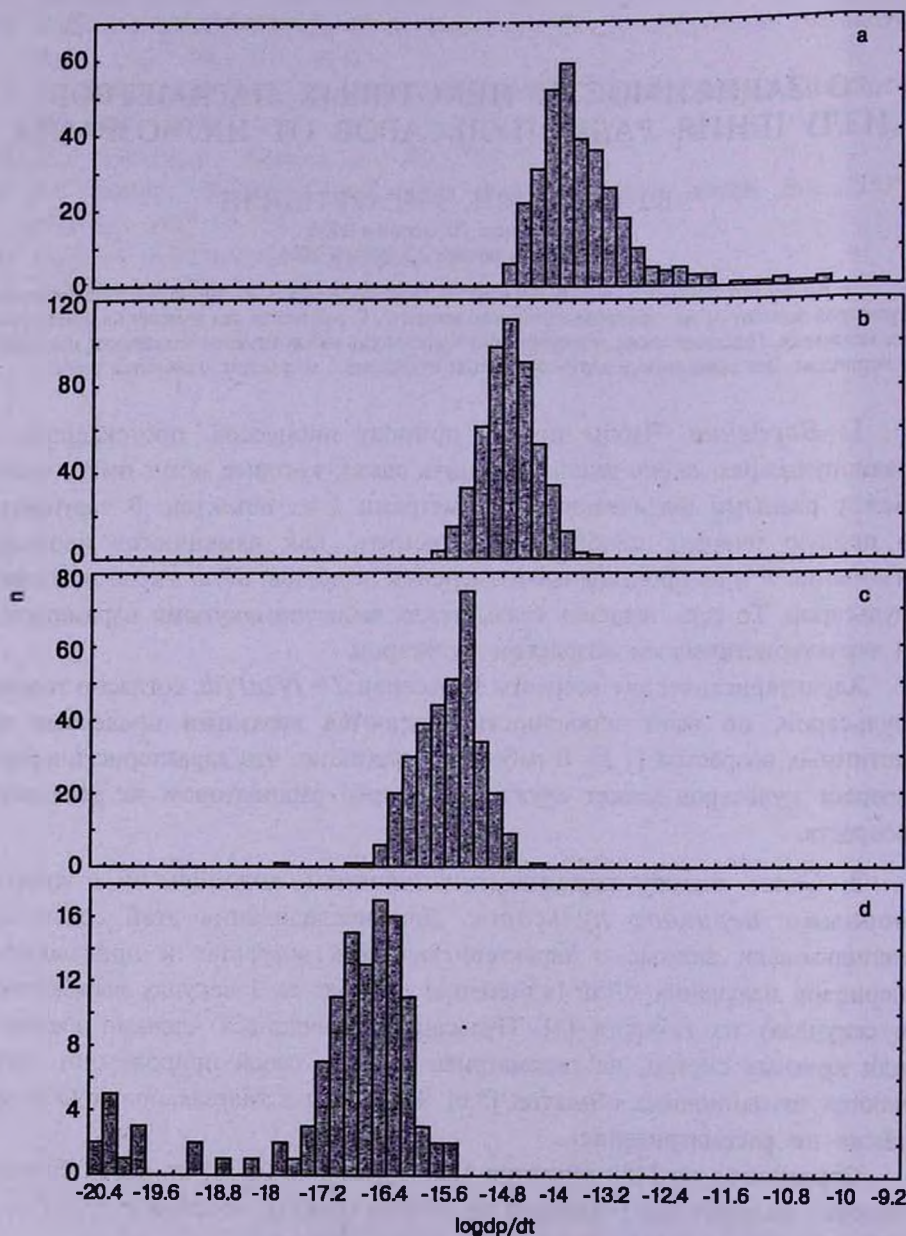


Рис.1. Гистограммы распределения логарифмов производных периодов излучения пульсаров разных характеристических возрастов. а) Пульсары с $T < 10^6$ лет. б) Пульсары с $10^6 \leq T < 10^7$ лет. в) Пульсары с $10^7 \leq T < 10^8$ лет. г) Пульсары с $T \geq 10^8$ лет. На вертикальных осях указаны количества объектов.

Таблица 1

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЛОГАРИФМОВ ПРОИЗВОДНЫХ
ПЕРИОДОВ ПУЛЬСАРОВ РАЗНЫХ ВОЗРАСТОВ

	Количество объектов	$\langle \log dP/dt \rangle$	$(\log dP/dt)_{med}$
$T < 10^6$ лет	329	-13.44 ± 0.04	-13.64
$10^6 \leq T < 10^7$ лет	518	-14.51 ± 0.02	-14.51
$10^7 \leq T < 10^8$ лет	332	-15.36 ± 0.02	-15.29
$T \geq 10^8$ лет	118	-16.85 ± 0.11	-16.50

меняются периоды излучения пульсаров.

Производные периодов 283 объектов из 329 пульсаров с $T < 10^6$ лет (86%) находятся в пределах $-14.4 < \log dP/dt \leq -12.8$. Между тем, из группы пульсаров с $10^6 \leq T < 10^7$ лет в этих пределах заключены 196 объектов (37.8%), а из группы пульсаров с $10^7 \leq T < 10^8$ лет - всего один (0.3%). В вышеуказанных пределах $\log dP/dt$ нет ни одного пульсара с $T \geq 10^8$ лет. Производные периодов излучения свыше 80% пульсаров этой группы сосредоточены в интервале $-17.2 < \log dP/dt \leq -15.4$.

Таким образом, величины производных периодов также могут служить грубыми индикаторами возрастов пульсаров.

3. *Связь между периодами излучения и их производными для пульсаров разных возрастов.* Мы исследовали также связь $\log dP/dt - \log P$ для пульсаров разных возрастных групп.

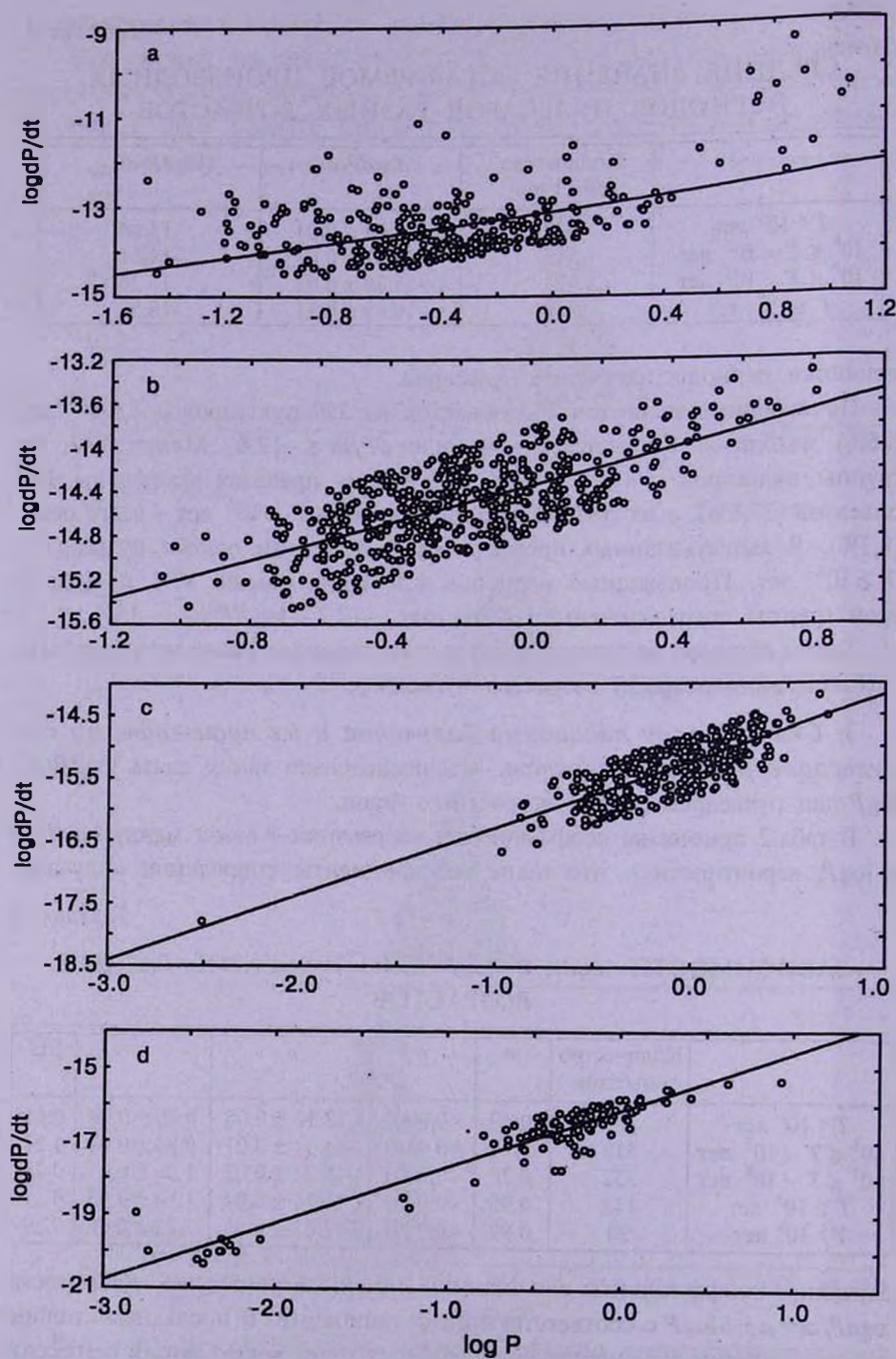
В табл.2 приведены коэффициенты корреляций r связи между $\log dP/dt$ и $\log P$, вероятности p , что такие коэффициенты корреляций получены

Таблица 2

ЗАВИСИМОСТИ $\log dP/dt - \log P$ ДЛЯ ПУЛЬСАРОВ РАЗНЫХ
ВОЗРАСТОВ

	Количество объектов	r	p	a	b	SD
$T < 10^6$ лет	329	0.49	< 0.0001	-13.12 ± 0.05	0.86 ± 0.08	0.66
$10^6 \leq T < 10^7$ лет	518	0.70	< 0.0001	-14.34 ± 0.01	0.84 ± 0.04	0.27
$10^7 \leq T < 10^8$ лет	332	0.78	< 0.0001	-15.24 ± 0.02	1.06 ± 0.05	0.28
$T \geq 10^8$ лет	118	0.95	< 0.0001	-16.14 ± 0.04	1.54 ± 0.05	0.37
$T > 10^9$ лет	20	0.99	< 0.0001	-17.08 ± 0.08	1.23 ± 0.05	0.19

случайно, коэффициенты a и b линий линейной регрессии зависимости $\log dP/dt = a + b \log P$ с соответствующими ошибками. В последнем столбце таблицы указаны средние значения разброса точек вокруг линий регрессий SD. В последней строке таблицы даны значения этих величин для пульсаров с $T > 10^9$ лет. Зависимости $\log dP/dt - \log P$ показаны на рис.2.



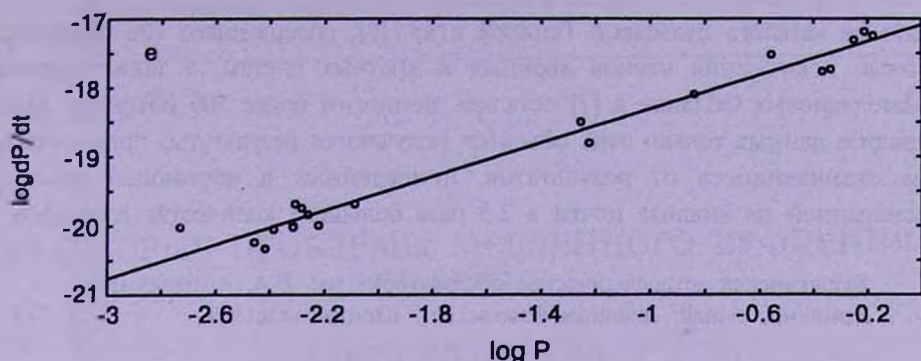


Рис.2. Зависимости $\log dP/dt - \log P$ для пульсаров разных характеристических возрастов. а) Пульсары с $T < 10^6$ лет. б) Пульсары с $10^6 \leq T < 10^7$ лет. в) Пульсары с $10^7 \leq T < 10^8$ лет. д) Пульсары с $T \geq 10^8$ лет. е) Пульсары с $T > 10^9$ лет. Прямые представляют линии линейных регрессий зависимостей $\log dP/dt - \log P$.

Из табл.2 и рис.2 следует, что в ходе эволюции, с возрастом, связь между $\log dP/dt$ и $\log P$ становится все теснее. Если у "молодых" пульсаров ($T < 10^6$ лет) корреляция между производными периодов излучения и периодами излучения довольно слабая ($r=0.49$, $p < 0.0001$), то у "старых" объектов ($T \geq 10^8$ лет, $T > 10^9$ лет) она уже очень тесная ($r > 0.9$, $p < 0.0001$). Из данных табл.2 также следует, что с возрастом, в среднем, увеличивается наклон (угловой коэффициент b линии регрессии) зависимости $\log dP/dt$ от $\log P$.

4. **Выводы.** В настоящей работе исследована связь между параметрами излучения пульсаров и зависимость производных периодов излучения этих объектов от их характеристических возрастов. Получены следующие результаты:

а) Величина изменения периодов излучения (производных периодов dP/dt) пульсаров зависит от их характеристического возраста. С возрастом эти изменения происходят все медленнее. Величина изменения периодов излучения пульсаров в какой-то мере может служить индикатором их возраста.

б) Выявлена связь между величиной изменения периода dP/dt и периодом P . Для молодых пульсаров она слабая. В ходе эволюции, с возрастом, связь между производными периодов и периодами становится теснее. Если у "молодых" ($T < 10^6$ лет) пульсаров коэффициент корреляции зависимости $\log dP/dt - \log P$ всего 0.49 ($p < 0.0001$), то у "старых" ($T \geq 10^8$ лет, $T > 10^9$ лет) пульсаров коэффициент корреляции уже приближается к единице ($p < 0.0001$). Так как у пульсаров, как было показано выше, величина изменения периода излучения с возрастом уменьшается, то можно сказать, чем меньше величина изменения периода излучения пульсаров, тем теснее связь между нею и периодом.

В заключение следует отметить, что авторы также отдельно рассмотрели

данные каталога пульсаров Тейлора и др. [7], содержащего 706 объектов. После исключения членов двойных и кратных систем, а также членов Магеллановых Облаков в [7] остались немногим более 500 объектов. При анализе данных только этих объектов получаются результаты, практически не отличающиеся от результатов, приведенных в настоящей работе, основанной на анализе почти в 2.5 раза большего количества пульсаров.

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

ON DEPENDENCE OF SOME PARAMETERS OF RADIO PULSARS RADIATION ON THEIR AGE

V.H.MALUMIAN, A.N.HARUTYUNYAN

It has been shown that the magnitudes of variation of pulsars radiation periods (derivatives of periods) depend on their characteristic ages. These variations become slower with the age. It has been shown that a dependence between variations of radiation periods and periods is present as well. This dependence becomes tighter during the evolution of pulsars.

Key words: *pulsars: radiation: evolution: parameters*

ЛИТЕРАТУРА

1. Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары, Мир, М., 1980.
2. J.H.Taylor, R.N.Manchester, Astrophys. J., 215, 885, 1977.
3. Т.Г.Мдзинаришвили, Г.И.Меликидзе, Р.М.Дзигвашвили, Астрофизика, 47, 37, 2004.
4. <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/catalogue/>.
5. И.С.Шкловский, Сверхновые звезды, Наука, М., 1976.
6. F.Camilo, S.E.Thorset, S.R.Kulkarni, Astrophys. J., 421, L15, 1994.
7. J.H.Taylor et al., Catalog of 706 pulsars, 1995.

УДК: 524.3

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ МЕДЛЕННОГО ВРАЩЕНИЯ СР-ЗВЕЗД

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 30 декабря 2004

Принята к печати 30 января 2005

Рассмотрены некоторые трудности объяснения медленного вращения СР-звезд. Наиболее вероятные гипотезы: 1) потеря момента вращения с участием магнитного поля на фазах эволюции "до Главной последовательности" и 2) медленное вращение было с самого начала рождения звезд. В пользу гипотезы торможения говорит только одно свойство СР-звезд - чем меньше масса звезды, тем больше отличие ее средней скорости вращения ω_{slr} от нормальных звезд. С другой стороны, имеется другое свойство - чем меньше скорость вращения СР-звезд, тем больше их доля среди нормальных звезд. Последнее свойство поддерживает гипотезу, что чем меньше начальная скорость вращения звезды при ее рождении, тем больше вероятность стать химически пекулярной. Это свойство присуще как химически пекулярным звездам с магнитным полем, так и без поля. Высказано предположение, что причину медленного вращения СР-звезд следует искать в самых начальных фазах формирования, а также причину разделения на химически пекулярные магнитные, химически пекулярные немагнитные и нормальные.

1. *Введение.* Медленное вращение химически пекулярных звезд СР является одним из их основных свойств. Все авторы отмечают трудности объяснения очень больших периодов холодных СР-звезд, $P > 25^d$. Большое количество работ посвящено проблеме потери момента вращения с участием магнитного поля. В работе [1] отмечаются четыре возможных причины потери момента вращения СР-звезд:

- 1) медленное вращение передалось уже от межзвездных облаков, из которых образовались СР-звезды;
- 2) потеря момента вращения происходит на ранних фазах коллапса звезды;
- 3) медленные ротаторы появляются на интенсивной стадии коллапса, момент вращения они теряют в фазе "до-ГП";
- 4) потеря момента вращения происходит на ГП.

В настоящее время установилось достаточно твердое мнение, что магнитное поле химически пекулярных (СР) звезд имеет реликтовую природу (см., например, [2]), поэтому надо рассматривать возможности торможения с участием магнитного поля уже на самых первых этапах рождения звезд из намагниченных протозвездных облаков.

Считается, что звезды со средними массами $M > 1.5 - 2 M_{\odot}$, к которым относятся магнитные СР-звезды, на ранних стадиях эволюции, вплоть до Главной последовательности, остаются конвективно устойчивыми [3],

так что, в принципе, нет факторов, разрушающих магнитное поле, кроме аккреции. Звезды с большими массами имеют конвективные ядра и радиативную оболочку (только очень слабые конвективные зоны вследствие наличия одно- и двукратной ионизации гелия), звезды с $M < 1.5 - 2 M_{\odot}$ имеют радиативные ядра и конвективные оболочки. У таких звезд реликтовое магнитное поле в верхних слоях должно полностью разрушиться. Если посмотреть на эволюционные треки, то видно, что самые холодные СР-звезды SrCrEu типа в прошлом могли пройти полностью конвективную фазу. В течение конвективной фазы реликтовое поле должно быть у них разрушено, а если оно заменилось на "поле-динамо", то, вероятно, среди СР-звезд должны появиться два типа звезд с разными свойствами магнитного поля: часть с реликтовым полем и часть с динамо-полем. Одна из проблем магнитных звезд состоит в том, что неизвестно, какова должна быть структура динамо-поля, если оно генерировалось у поздних СР-звезд. Ясно только, что величина динамо-поля B должна быть пропорциональна угловой скорости Ω . Действительно, такая слабая зависимость была найдена [4,5] и ее следовало бы исследовать внимательно.

Другая проблема обсуждается в работе [2] и она заключается в следующем. Обычно считают, что магнитное поле сжимается вместе с намагниченным протозвездным облаком, и таким образом мы наблюдаем остаточное магнитное поле. Звезда внутри себя сохраняет направление магнитного поля облака. Но в настоящее время считается, что молодые звезды возникают с массами $M \approx 0.1 M_{\odot}$ с небольшой конвективной оболочкой, которая быстро исчезает, и затем звезда становится радиативной. На нее происходит мощная аккреция, вызывающая ударные волны и зоны неустойчивости, в условиях которых трудно ожидать сохранность реликтового (из протозвездных облаков) магнитного поля. Аккреция происходит вплоть до выхода звезды на Главную последовательность. Эта ситуация плохо изучена.

Предположение наличия реликтового поля у молодых звезд обычно используют для объяснения низких скоростей вращения СР-звезд с помощью механизмов "магнитного" торможения. Слабо изучены возможные механизмы разделения звезд на магнитные и нормальные.

2. О механизмах магнитного торможения. Магнитное поле всегда существует в родительских облаках и его влияние на процессы эволюции молодых звезд несомненно. Если поле магнитных звезд реликтовое, то совершенно ясно, что все звезды, и те, которые в будущем стали магнитными, и те, которые впоследствии оказались нормальными, на ранних стадиях эволюции были намагниченными в той или иной степени. Проблема состоит в том, что неизвестен механизм их разделения. Если потеря момента вращения происходила с участием

магнитного поля, то торможение произошло после разделения.

Рассматривалось несколько механизмов потери момента вращения. Основные из них следующие.

Эффект потери момента с участием ветра и магнитного поля был изучен в [6-8] и др. Фактор потери массы имеет большое значение в фазе эволюции "до ГП" [9]. Шкала времени для магнитного торможения слабо зависит от начального углового момента и от плотности межзвездного вещества. Потеря момента происходит потому, что магнитное поле поддерживает вращение ветра до расстояния R , на котором скорость ветра достигает альвеновской скорости. В пределах зоны ветра дипольное поле достаточно сильно, чтобы заставлять поток следовать за полем и вращаться вместе со звездой. По ту сторону от этой границы газовый поток увлекает поле вместе с собой и каждый элемент уносит (сохраняет) его угловой момент. Уменьшение углового момента имеет порядок $M \times \Omega R^2$, где M - темп потери массы, Ω - угловая скорость. Основные факторы торможения - это время торможения и величина магнитного поля. Оценки показывают [10], что массивные СР-звезды затормозятся за время 10^7 лет, а маломассивные за 10^8 лет. Особенно сильно этот эффект может играть роль у поздних звезд, имеющих сильно развитую конвективную оболочку, в которой предполагается генерация магнитного поля. Она вырабатывает горячую корону, дающую термический ветер. Не исключено, что этот механизм обеспечивает резкий спад скоростей вращения у звезд, холоднее 7000 К (см. далее). К сожалению, в этом механизме не совсем ясна роль ориентации магнитного поля в звезде.

Аккреционный механизм разработан в [7,11,12] и др. Взаимодействие аккрецирующего вещества с магнитным полем способно также затормозить звезду до наблюдаемых значений. Сильное магнитное поле должно останавливать аккрецию на расстоянии r , на котором плотность магнитной энергии сравнима с кинетической энергией падающего вещества. На этой границе межзвездное вещество поддерживается магнитным полем, а под границей область лишена газа. Оказывается, что такая ситуация нестабильна, и газ проникает в область магнитосферы посредством эффекта неустойчивости Релея-Тейлора. Внутри рассматриваемой границы газ вовлекается во вращение, двигаясь вдоль силовых линий к экватору, если центробежная сила превышает силы гравитации ($\Omega^2 r > GM$). В конце концов газ освобождается от силовых линий, покидает магнитосферу, унося момент вращения. В этой модели тоже главный фактор - это время торможения и величина поля [7]. К сожалению, в этом механизме также не совсем ясна роль ориентации магнитного поля в звезде.

Флэк [13] рассматривает вращающуюся звезду с сильным дипольным полем B_r с осью диполя, наклоненной на угол β к оси вращения,

находящуюся в однородном межзвездном магнитном поле. Вращение звезды с угловой скоростью Ω будет генерировать тороидальное магнитное поле B_ϕ , и сопровождающиеся магнитные напряжения производят общий вращающий момент τ , тормозящий звезду. Индуцированное вращением тороидальное магнитное поле может рассматриваться как возмущение полоидального поля звезды. Эти возмущения, по существу, это петли полоидальных силовых линий, которые распространяются как альвеновские волны в окружающее пространство, перенося энергию и угловой момент. Только те силовые линии, которые выходят из магнитных полярных областей и которые соединяют дипольное поле звезды с межзвездным полем, эффективны в переносе углового момента от звезды с фоновым межзвездным пространством. На низких магнитных широтах силовые линии возвращаются к звезде как замкнутые петли, создавая "мертвую зону", которая не переносит никакого углового момента. Время торможения $2.5 \cdot 10^9$ лет для звезд с диполем, параллельным оси вращения, и $3.4 \cdot 10^6$ лет для перпендикулярного случая.

Степиень [1] рассмотрел влияние аккреции из диска вдоль магнитных силовых линий, взаимодействие поля с диском и намагниченный ветер в фазах эволюции "до ГП". Влияние диска способно затормозить звезду до нескольких дней. Влияние ветра в отсутствие диска может затормозить звезду уже до более длительных периодов. Степиень и Ландстрит [14] приводят аргументы в пользу предположения, что диск на стадии "до ГП" исчезает раньше, чем звезда достигнет ZAMS, вследствие чего возникают условия для значительной потери момента вращения некоторыми магнитными звездами с участием ветра, в отсутствие влияния диска. Длительность существования диска зависит от ориентации магнитного поля звезды по отношению к плоскости диска. Чем ближе ось диполя к оси вращения звезды, тем быстрее диск исчезает. Поэтому большие периоды должны наблюдаться у звезд с близкими осями. Причем, такие свойства возможны только у звезд с массами, меньше $3 M_\odot$ вследствие достаточной длительности процесса торможения.

Интересно, что все эти механизмы не имели возражений в научной литературе и, по-видимому, в самом деле должны иметь место. В то же время каждый из авторов приводит веские аргументы в пользу того, что каждый из механизмов может привести к достаточной потере момента вращения для объяснения наблюдаемых значений. Никто не пытался осмыслить действие всех механизмов одновременно. Возможно, для этого достаточно тех слабых (вследствие разрушения аккрецией) поверхностных магнитных полей, которые возможны у молодых звезд.

3. Трудности гипотезы торможения Степиена и Ландстрита. Большая роль ориентации магнитного поля в звезде достаточно подробно

описана только в механизмах Флэка, Степиена и Ландстрита. Трудность последней гипотезы состоит в том, что современные измерения не подтверждают преобладание малых углов между осью вращения и осью диполя β у самых медленных ротаторов. Это видно из табл.1. Среднее значение $\beta = 57^\circ$ для звезд с большими периодами, что близко статистическому среднему значению при произвольной ориентации диполей $\beta = 63^\circ$ и близко значению для быстровращающихся звезд. Из этой же таблицы видно, что ориентация диполей в быстровращающихся звездах тоже

Таблица 1

ОРИЕНТАЦИЯ ДИПОЛЕЙ ВНУТРИ ЗВЕЗД С РАЗНЫМИ ПЕРИОДАМИ ВРАЩЕНИЯ

Звезда	P	β	i	Модель
$P < 25^d$				
4778	2.6	65°	70°	Диполь (1)
24712	12.5	33	49	Диполь (1)
37776	1.5	0	90	Смещенный диполь (2)
62140	4.3	87	90	Диполь (1)
65339	8.0	82	62	Смещенный диполь (3)
		75°	70	Диполь (1)
71866	6.8	90	70	Диполь (1)
80316	2.1	35	60	Диполь (1)
98088	5.9	80	85	Диполь (1)
108662	5.1	60	55	Диполь (1)
112185	2.9	82	51	Диполь (4)
112413	5.5	87	45	Диполь+квадруполь (5)
		79	50	Диполь (2)
115708	5.1	87	55	Диполь (6)
		75	50	Диполь (1)
118022	3.7	60	25	Диполь (1)
119419	2.6	5	89	Смещенный диполь (6)
124224	0.5	87	60	Смещенный диполь (7)
137909	18.5	90	15	Квадруполь (8)
		80	20	Диполь (1)
147010	3.9	23	67	Диполь+квадруполь (4)
152104	3.9	40	15	Диполь (1)
192678	6.4	70	8	Смещенный диполь (9)
		60	10	Диполь (1)
Среднее		63	53	
$P > 25^d$				
2453	521	80	14	Диполь (10)
12288	34	66	24	Диполь (10)
116458	148	12	75	Смещенный диполь (13)
126515	130	86	22	Смещенный диполь (13)
165474	23	80	80	Диполь (1)
188041	224	20	20	Диполь (1)
200311	52	86	30	Смещенный диполь (10,11)
201601	-70 лет	50	77	Диполь+квадруполь (12)
Среднее		60	43	

Литература к табл.1.

1. *J.L.Leroy*, in: *Stellar magnetic fields*, eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk*, Moscow, p.30, 1997.
2. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in: *Magnetic Fields Across the HR Diagram*, eds. *G.Mathys, S.K.Solentci, D.T.Wickramasinghe*, ASP Conf. Ser., p.158, 2001.
3. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz*, in: *Magnetic Fields of Chemically Peculiar Stars*, eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M.*, p.158, 2000.
4. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, 46, 123, 1999.
5. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Hildebrandt, H.Lehman, G.Scholz*, *Astron. Astrophys.*, 351, 133, 1999.
6. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics*, 44, 123, 2001.
7. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, *Astron. Astrophys.*, 382, 935, 2002.
8. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in: *Magnetic stars*, eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, D.O.Kudryavtsev*, 2004 (in press).
9. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, 50, 7, 2000.
10. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, 58, 2004, (in press).
11. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, in: *Magnetic Fields of Chemically Peculiar Stars*, eds. *Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M.*, p.161, 2000.
12. *G.Scholz, G.Hildebrandt, H.Lehman, Yu.V.Glagolevskij*, *Astron. Astrophys.*, 325, 529, 1997.
13. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрон. ж.*, 2005, (в печати).

нормальная. Поскольку теоретически ориентация диполей относительно оси вращения играет, как можно предполагать, большую роль в процессе торможения и ветром, и аккрецией, следует признать что одинаковая ориентация быстрых и медленных ротаторов также противоречит предположению о влиянии магнитного поля на скорости вращения СР-звезд.

Ранее [15] мы уже обращали внимание на то, что маломассивные СР-звезды могли на ранних стадиях эволюции пройти через конвективную фазу. Если часть маломассивных СР-звезд прошла конвективную фазу и испытала дополнительное магнитное торможение вследствие термического ветра, а более массивные звезды нет, то должна быть какая-то граница в свойствах. До сих пор не было замечено такой границы. Если СР-звезды проходили конвективную фазу и динамо-поле заменило реликтовое поле, то величина поля и его конфигурация должны отличаться от того, что наблюдается у остальных СР-звезд. Этого тоже не замечено, кроме экстремально больших периодов вращения у 12% СР-звезд. В работе [15] мы показали, что для самых медленных ротаторов намечается слабая зависимость $P \propto 1/B_p$, противоречащая механизму "магнитного" торможения. Необходимы усилия по моделированию конфигураций поля, которые могли бы продемонстрировать различие структур динамо и реликтового полей.

4. О потере момента вращения на Главной последовательности.

Одна из главных проблем - где происходит торможение, на ГП или до ГП. Если до ГП, то следует ожидать корреляцию между $u \sin i$ и T_p , потому что горячие звезды эволюционируют быстрее. Если потеря момента происходит на ГП, то $u \sin i$ должна коррелировать с возрастом, а не с T_p . В работах [16-18] показано, что на Главной последовательности торможение СР-звезд не происходит. Приведем дополнительный аргумент. Если замедление происходило на ГП, то должна наблюдаться зависимость - чем дальше отходит звезда от линии нулевого возраста (ZAMS) и чем больше ее относительный радиус R/R_z , тем больше период вращения P

($R/R_z \propto \log g$, R - радиус звезды в настоящее время, R_z - ее радиус на ZAMS). На рис.1 представлена такая зависимость, построенная по данным для 75 звезд. Прямая это линейная регрессия, имеющая вид $\log P = (1.44 \pm 0.34) - (0.32 \pm 0.21) \cdot R/R_z$. Периоды взяты из каталога [19], относительные радиусы из [20]. Итак, предполагаемая зависимость не существует, так как угловой коэффициент меньше 3σ , из чего можно сделать вывод,

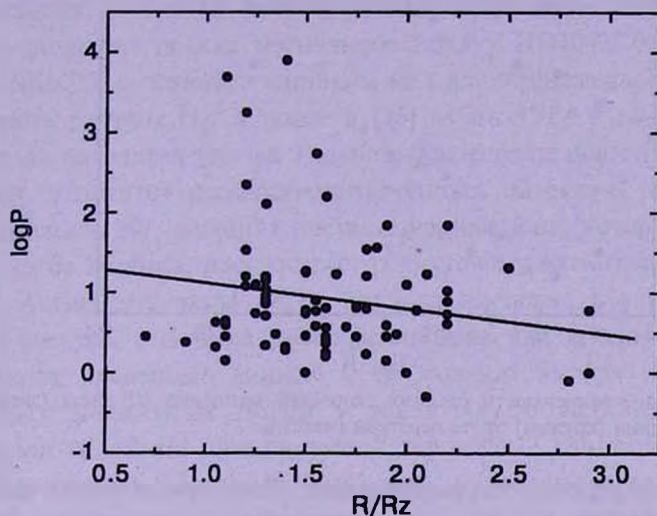


Рис.1. Изменение периода вращения при эволюционном движении звезд поперек полосы Главной последовательности. Угол наклона зависимости незначим.

что на Главной последовательности торможение СР-звезд не происходит. Для построения зависимости использованы данные только для звезд SrCrEu типа, среди которых имеется много объектов с экстремально большими периодами вращения. Более того, самые медленные ротаторы находятся на диаграмме Г-Р не в верхней части полосы Главной последовательности, где они скорее всего находились бы при торможении на Главной последовательности, а между ZAMS и звездами V класса светимости. Рассмотренная зависимость еще раз подтверждает мнение, что потеря момента вращения произошла в период эволюции "до ГП".

5. Потеря момента "до Главной последовательности". Рассмотрим третий пункт. Одним из важных факторов, влияющих на потерю момента вращения, является время замедления и величина магнитного поля. Время замедления тем больше, чем дольше звезда эволюционирует. В работе [21] показано, что время жизни звезд "до ГП" для $2 M_{\odot}$ составляет 10^7 лет, а для $5 M_{\odot}$ 10^5 лет. Следовательно можно ожидать, что массивные СР-звезды замедлены меньше, чем маломассивные. На рис.2 точками обозначены средние значения $\sin i$ для нормальных звезд V класса светимости, а звездочками - для СР-звезд. Хорошо видно, что,

как и ожидается, массивные СР-звезды имеют такие же скорости вращения как у нормальных звезд, а скорости маломассивных звезд

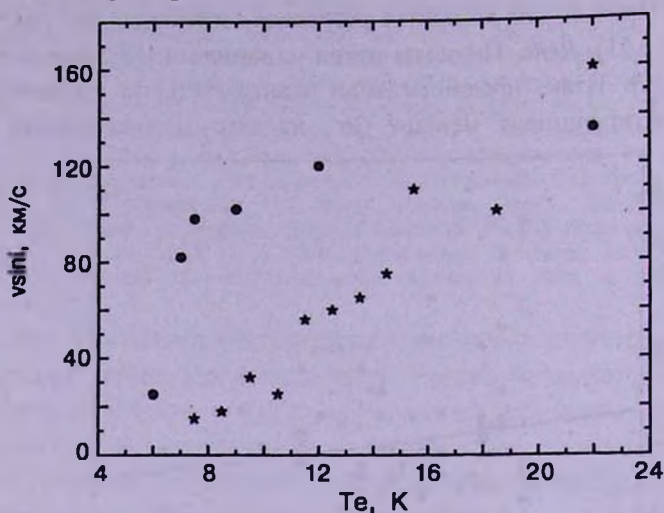


Рис.2. Сравнение зависимости средних скоростей вращения СР-звезд (звездочки) с нормальными звездами (кружки) от температуры (массы).

значительно отличаются от нормальных. Это лучше всего видно на рис.3, где даны отношения $v \sin i$ для СР-звезд к нормальным звездам. Этот факт является сильным аргументом в пользу гипотезы торможения звезд в период эволюции "до ГП". Однако это свойство является необходимым, но недостаточным для доказательства наличия торможения. (Для построения зависимости использованы данные для $v \sin i$ из каталога [22], а температуры из каталога [20].

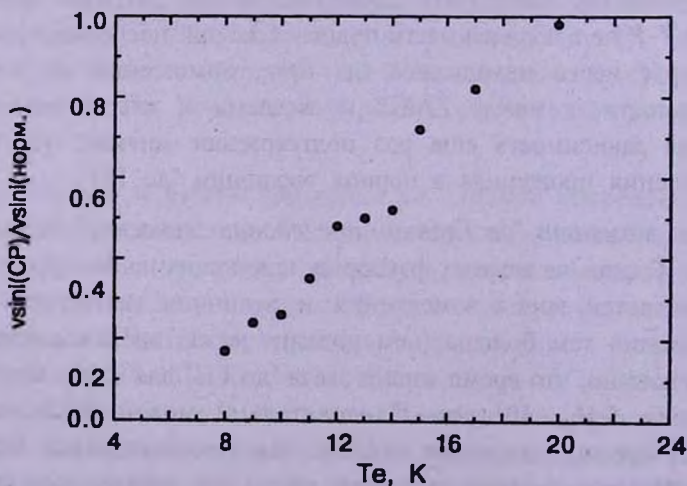


Рис.3. Отношение зависимостей, данных на рис.2, показывающее плавное уменьшение скоростей вращения СР-звезд по сравнению с нормальными звездами.

Против предположения о "магнитном" торможении СР-звезд имеется серьезное возражение, заключающееся в том, что не найдено сильных, более нескольких сотен Гаусс, дипольных магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига [23]. Для увеличения вероятности обнаружения поля в этой работе были изучены только те звезды, которые вращаются со скоростью $v \sin i < 100$ км/с. Измерение поля осуществлялось по линиям, которые, как считается, являются фотосферными, а не оболочечными. Положительный результат поиска магнитного поля у HD104237 был получен в [24] - около 25 Гс, который слишком мал для эффективного торможения, если учесть расчеты [1], а также в [25] -450 ± 93 Гс у звезды HD139614. (Эта звезда находится уже на Главной последовательности ($\log g = 4.5$) и, очевидно, относится к слабонамагниченным объектам). В соответствии с утверждением [7], внешняя нестационарная зона, которая наблюдается у звезд Ae/Be Хербига, препятствует реликтовому магнитному полю выход наружу. Активность звезд Ae/Be Хербига изучалась в ультрафиолетовой области спектра, она была интерпретирована как хромосферная [26,27]. Существуют косвенные данные о возможном выходе на поверхность локальных магнитных полей у звезд Ae/Be Хербига. В крыльях спектральных линий фиксируются эффекты, свидетельствующие о кратковременных струйных выбросах в звездном ветре, которые, возможно, управляются локальными магнитными полями [28]. Однако эпизодическое появление магнитного поля вряд ли может сильно повлиять на торможение звезды.

Второе возражение против "магнитного" торможения СР-звезд заключается в следующем. Если торможение происходило с участием магнитного поля, то должна существовать зависимость - чем больше поверхностное поле, тем больше период вращения. Особенно следует ожидать наличие такой зависимости для звезд с экстремально большими периодами вращения, например, с $P > 25^d$, на что разные авторы делают особый акцент. На самом деле такая зависимость не наблюдается (рис.4), и даже скорее существует корреляция, обратная ожидаемой, $B_s = (9.76 \pm 1.85) - (1.53 \pm 0.66) \cdot \log P$ (зависимость построена для звезд с $P > 25^d$ по данным из [19,29]). У звезд с меньшими периодами вращения такая зависимость тоже отсутствует, как это видно из рис.5. Линейная регрессия для них имеет вид $B_s = (9.52 \pm 3.64) - (0.18 \pm 0.32) \cdot P$. Следовательно, третий пункт также имеет серьезные возражения.

Момент вращения мог быть потерян с участием магнитного поля, вероятно, только в самых начальных фазах рождения звезд - до периода стадии Ae/Be Хербига, но после деления звезд на магнитные и нормальные.

6. Зависимость относительного количества СР-звезд от

скорости вращения. Рассмотрим первый и второй пункты. В работе [5] показано, что чем меньше скорость вращения СР-звезд, тем больше их относительное количество. На рис.6 приведены такие зависимости для

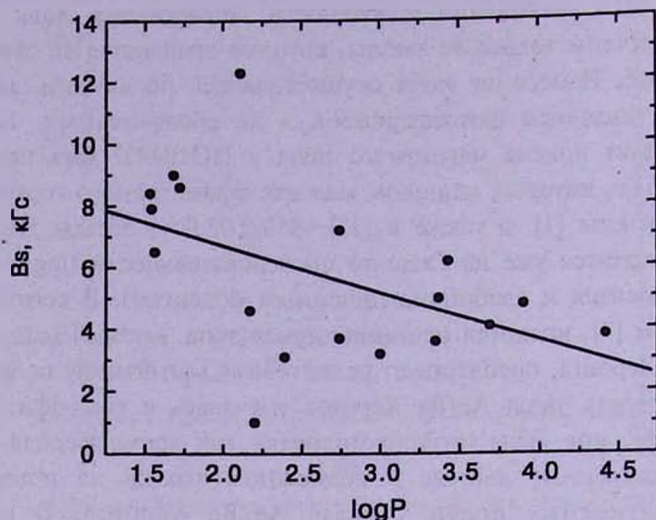


Рис.4. Зависимость среднего поверхностного поля для медленно вращающихся звезд ($P > 25^d$) от периода вращения.

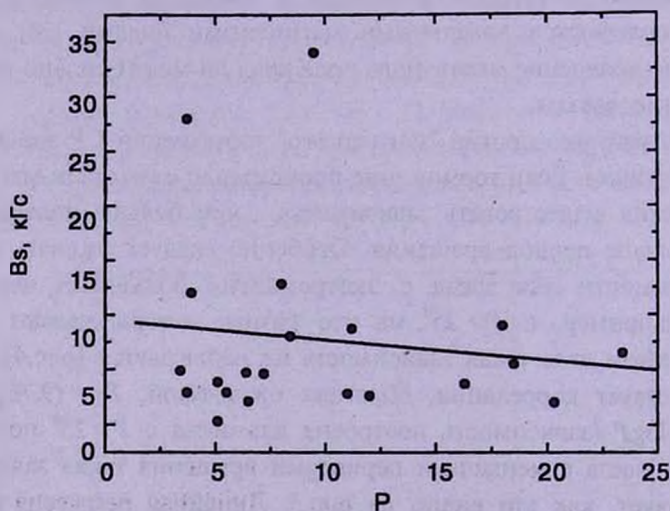


Рис.5. Зависимость среднего поверхностного поля для быстро вращающихся звезд ($P < 25^d$) от периода вращения.

магнитных и немагнитных СР-звезд (значения по оси ординат даны относительно имевшихся в нашем распоряжении нормальных звезд V класса светимости), из которого хорошо видно, что они одинаковые. На основании этого рисунка можно сделать два важных предварительных вывода:

1) чем медленнее вращается молодая звезда на ранних стадиях эволюции,

тем больше вероятность для нее стать химически пекулярной звездой;

2) характерное распределение СР-звезд по $v \sin i$ не зависит от того, есть сильное магнитное поле на ее поверхности или нет.

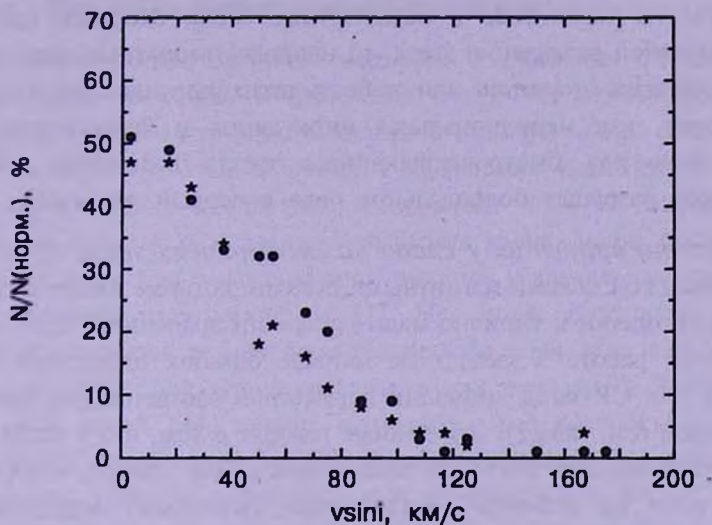


Рис.6. Относительное количество звезд с магнитным полем (кружки) и звезд без магнитного поля (звездочки). Масштаб по оси ординат условный.

Таким образом, во-первых, снова ставится под сомнение факт торможения с участием магнитного поля и, во-вторых, обращается внимание на тот важный эффект, что происхождение СР-звезд может быть связано с их начальным вращением. В работе [30] также отмечается, что спектральные пекулярности возникают в звездах, имеющих $v \sin i < 90$ км/с. В работе [31] делается вывод, что именно медленное вращение является причиной образования СР-звезд. А в [32] отмечается важная роль, которую в образовании звезд играет вращение. Если угловой момент вращения облака $I < 3 \cdot 10^{20} (M/M_{\odot})^{5/6} \text{ см}^2/\text{с}$, то центральная часть облака не разделится и в итоге двойная система не образуется. Дефицит двойных систем среди СР-звезд также подтверждает малый угловой момент протозвездных облаков, из которых они образовались. (Однако трудность этого предположения встречается при объяснении большой доли двойных среди Ам-звезд). Следует отметить также, что магнитное поле эффективно участвует в потере момента вращения облаков [2], и не исключено, что сильно намагниченные облака, из которых образовались магнитные звезды, имели слабое вращение вследствие этого.

Если магнитное поле не влияло на момент вращения молодых звезд, то наиболее вероятным оказывается первый пункт, т.е. медленное вращение возникает изначально из "хвоста" распределения моментов вращения облаков. Однако с этой точки зрения становится непонятным

происхождение зависимости на рис.2 и 3. Очевидно, ответ на этот вопрос может быть дан после детального изучения начальных фаз эволюции звезд (пункты 1 и 2). Отдельная проблема - это разделение химически пекулярных звезд на магнитные и немагнитные. Если скорость вращения является причиной разделения звезд, то наиболее вероятным механизмом разделения является отсутствие или слабость таких разрушающих магнитное поле факторов, как меридиональная циркуляция и дифференциальное вращение. Вероятно, быстровращающиеся звезды вследствие действия этих факторов разрушат полоидальное поле в первый же момент.

7. *Скорости вращения у слабо намагниченных звезд.* Существует много СР-звезд со слабыми магнитными полями, которые имеют типичные химические аномалии и типично малые скорости вращения [32]. У приведенных в этой работе 9 звезд поле меньше ошибок определения, хотя характерные для СР-звезд аномалии параметров соответствуют звездам с сильным полем (см. табл.2). Эти данные говорят о том, что у исследованных звезд поле меньше 100 Гс. В этой работе сделан вывод, что сильное магнитное поле не является обязательным свойством, определяющим химические аномалии и медленное вращение. В работе [34] утверждается, что все звезды с химическими аномалиями имеют магнитные поля. В ряде случаев СР-звезды имеют очень слабое поле ($Be < 100$ Гс). У звезды HD10221, например, в этой работе найдено поле $Be = 93 \pm 32$ Гс. В некоторых случаях даже современная техника не позволяет измерить надежно слабые поля. Приведенные данные о магнитном поле двух металлических звезд свидетельствуют о том, что поле у них меньше

Таблица 2

ОЦЕНКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НЕКОТОРЫХ СЛАБОНАМАГНИЧЕННЫХ СР-ЗВЕЗД

Звезда HD	Sp	$V \sin i$, км/с	$Be \pm \sigma$	
10221	SiSrCrEu	10	24	30
			34	38
			93*	32
23408	He-w	38	-40	50
35912	He-r	32	-80	120
60179	SrEu	19	26	13
108945	Sr	65	109	44
116656A	Am	30	28	16
116656B	Am	37	-13	13
148112	Cr	35	-81	47
148330	SiSr	10	52	37
212454	He-w	40	130	64
			112	61

* по [34].

50 Гс. В любом случае для нас важно то, что химически пекулярные звезды имеют типично малые скорости вращения даже при предельно слабом поле, и эта ситуация представляет собой проблему с точки зрения объяснения потери момента вращения.

8. *Заключение.* Причины медленного вращения СР-звезд все еще не выяснены до конца. В настоящей статье мы перечислили основные проблемы. Основная трудность состоит в том, что неясна роль магнитного поля. Наиболее вероятные причины медленного вращения это 1) потеря момента вращения с участием магнитного поля на начальных фазах эволюции звезд и 2) медленное вращение имело место с самого начала рождения звезд. Как было показано, имеются убедительные данные против предположения торможения на ГП. Нет также признаков зависимости скорости вращения от величины магнитного поля даже для экстремально медленных ротаторов. Отсутствие у молодых звезд Ae/Be Хербига сильных магнитных полей [23] создает дополнительные трудности для гипотезы "магнитного" торможения до ГП. В пользу гипотезы торможения имеется только одно свойство СР-звезд - чем меньше масса звезды, тем больше отличие (в сторону уменьшения) их средней скорости вращения $v \sin i$ от нормальных звезд (рис.2). Проблема, однако, состоит в том, что у нормальных звезд позднего типа скорости вращения тоже обратно пропорциональны массе. Принято считать, что это свойство является следствием "магнитного" торможения, хотя все попытки найти магнитное поле у нормальных звезд приводили к отрицательным выводам. Действительно, этот фактор является необходимым условием для подтверждения гипотезы торможения. С другой стороны, имеется другое свойство - чем меньше скорость вращения СР-звезд, тем больше их доля среди нормальных звезд. Это свойство наводит на мысль, что чем *меньше* начальная скорость вращения звезды, тем *больше* вероятность стать магнитной химически пекулярной, и магнитное поле в торможении не участвует. Именно малая скорость вращения приводит к сохранению магнитного поля и формированию химически пекулярных звезд. К такому же выводу пришли авторы работы [31]. Противоречие между этими двумя свойствами значительно. Ответ может быть дан путем исследования распределения вращения у протозвездных облаков. Правильный механизм должен объяснить оба эти свойства. Все эти трудности дают основание обратить внимание на самые начальные фазы образования звезд. В работе [35] промоделированы условия начального коллапса вращающихся молекулярных облаков в присутствии и без магнитного поля. Их результат показывает большую эффективность торможения вращения протозвезды. Вероятно, в этих фазах следует искать причины малых скоростей вращения СР-звезд и причины разделения на химически пекулярные, магнитные и нормальные.

В очень длительном интерферометрическом обзоре молекулярного облака ρ Ori в работе [36] исследовали радиоэмиссию от нескольких явно молодых объектов и сделали заключение, что реликтовое магнитное поле имеет большое влияние на эволюцию звезд на ранних стадиях. Однако ударные волны, которые предполагают [9] при аккреции в начальных фазах, должны разрушать поле. Это создает трудность для гипотезы реликтового поля.

Представляет собой проблему механизм появления поля на поверхности магнитных звезд после выхода их на ГП. У молодых звезд в процессе аккреции верхние слои находятся в нестационарном состоянии, в таких условиях магнитное поле на поверхности, очевидно, разрушается так же, как и конвекцией. Можно предположить, что только после прекращения аккреции и выхода звезды на ГП сохранившееся в глубоких слоях магнитное поле всплывает на поверхность.

Отдельная проблема - это разделение химически пекулярных звезд на магнитные и немагнитные. Если скорость вращения является причиной разделения звезд, то наиболее вероятным механизмом разделения является отсутствие или наличие таких разрушающих поле факторов, как меридиональная циркуляция и дифференциальное вращение, возникновение которых сильно зависит от скорости вращения.

Если была конвективная фаза на ранних стадиях эволюции маломассивных CP-звезд, то в этот момент реликтовое поле было спрятано в глубину конвекцией [7] и не могло участвовать в торможении. Но могло участвовать поле, генерированное динамо. Существует проблема исследования свойств CP-звезд и звезд T Tau на границе между ними.

Выше было сказано, что маломассивные CP-звезды должны были пройти полностью конвективную фазу [9] и магнитное поле могло заместиться динамо-полем [1]. Однако замена поля могла произойти лишь в том случае, если звезда имеет достаточно сильное дифференциальное вращение, что маловероятно в присутствии сильного реликтового поля. Кроме того, должно наблюдаться различие по свойствам поля между теми звездами, у которых заменилось поле, и теми, у которых осталось реликтовое поле. Только звезды SrCrEu типа могут относиться к таким объектам. Верхняя граница по температуре, до которой встречаются звезды этого типа, находится на $T_e \approx 9500 - 10000$ К. Зависимость величины магнитного поля от эффективной температуры, представленная на рис. 7, показывает, что значительной разницы по средней величине $Be(\max)$ справа и слева от этой границы нет. Величины $Be(\max)$ у SrCrEu звезд в среднем немного меньше (1.46 ± 0.13), чем у более горячих (1.76 ± 0.15), но это различие находится в пределах σ . Случайное совпадение реликтовых и динамо-полей по средней величине кажется маловероятным. Следовательно, реальность действия динамо в прошлом или сохранение его поля

до настоящего времени кажется сомнительным. Кроме этого, сравнивая структуру магнитного поля СР-звезд со структурой поля у звезд типа Т Тау, мы видим, что она различна. У звезд типа Т Тау магнитные поля сосредоточены в холодных пятнах типа солнечных [37], у СР-звезд

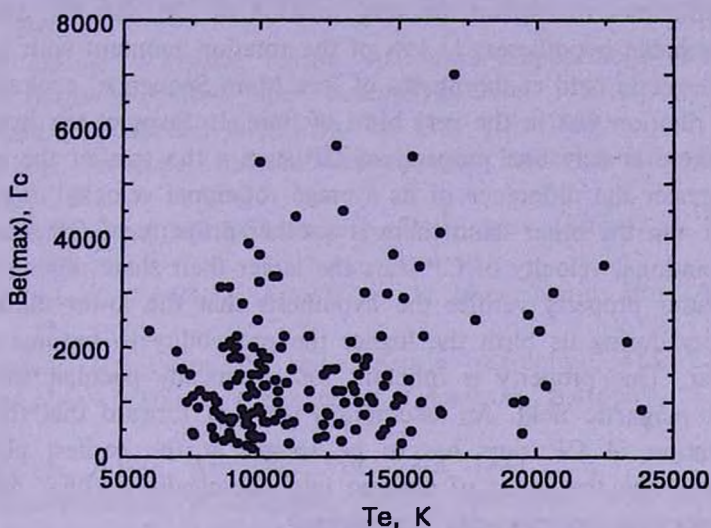


Рис.7. Зависимость эффективных значений магнитного поля СР-звезд от температуры (массы).

холодных пятен нет и поле имеет преимущественно дипольную структуру. Следовательно, СР-звезды сохранили реликтовое поле, а не приобрели динамо-поле.

Если конвекция на ранних стадиях эволюции занимала наружный слой звезды, то реликтовое поле могло сохраниться в глубоких слоях [7]. Скорее всего, реликтовое магнитное поле после окончания конвективной стадии всплыло наружу в момент выхода звезд на ZAMS. Решение этой проблемы может быть приближено путем сравнения структур магнитного поля массивных и маломассивных СР-звезд.

Одной из основных задач ближайшего времени является исследование магнитного поля у звезд "до Главной последовательности", в частности, надо понять, как сохраняется полоидальная структура поля звезд: звезда не коллапсирует однородно, это вращающееся жидкое тело, на поверхности происходят ударные волны от аккреции, перемешивание из-за турбулентции, имеются сильные перепады плотности. Почему в результате наблюдается правильная дипольная структура поля?

В заключение автор выражает благодарность А.В.Тутукову за полезное обсуждение и ценные советы по данной работе.

Работа выполнена при поддержке Грантов "Астрономия" и ОФН.

SOME PROBLEMS OF SLOW ROTATION OF CP STARS

Ju.V.GLAGOLEVSKY

Some difficulties to explain the slow rotation of CP stars are discussed. The most probable hypotheses; 1) loss of the rotation moment with involvement of a magnetic field at the phases of "pre Main Sequence" evolution and 2) the slow rotation was in the very birth of stars. In favor of the hypothesis of braking there is only one property of CP stars - the smaller the mass of a star the greater the difference of its average rotational velocity $v \sin i$ from normal stars. On the other hand there is another property of CP stars - the lower the rotational velocity of CP stars the larger their share among normal stars. The latter property verifies the hypothesis that the lower initial rotational velocity during its birth the higher the probability to become chemically peculiar. This property is inherent for chemically peculiar stars with and without magnetic field. An assumption was put forward that the cause of slow rotation of CP stars has to be sought at the earliest phases of formation and also the cause of division into chemically peculiar magnetic, chemically peculiar nonmagnetic and normal.

Key words: *stars: rotation: CP stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Stepien, Astron. Astrophys, 353, 227, 2000.
2. А.Е.Дудоров, А.В.Тумуков, Астрон. ж., 67, 342, 1990.
3. F.Palla, S.W.Stahler, in: The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars, ASP. Conf. Ser., 62, 1994, p.391.
4. S.Hubrig, P.North, G.Mathys, Astrophys. J., 539, 352, 2000.
5. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, 46, 399, 2003.
6. P.A.Strittmatter, J.Norris, Astron. Astrophys., 15, 239, 1971.
7. L.Mestel, Mem. Roy. Soc. Sci. Liege, 8, 79, 1975.
8. L.Mestel, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 138, 359, 1968.
9. S.W.Stahler, Astrophys. J., 332, 804, 1988.
10. S.C.Wolff, Astrophys. J., 244, 221, 1981.
11. O.Havnes, P.S.Conti, Astron. Astrophys., 14, 1, 1971.
12. L.Mestel, in: Stellar Evolution, Eds. H.Y.Chui, A.Muriel, Cambridge MIT Press, 1972, p.643.
13. R.C.Fleck, in: Upper main seq. CP Stars, Inst. d'Astrophysique Universite de Liege, 1981, p.341.

14. *K.Stepien, J.D.Landstreet*, *Astron. Astrophys.*, **384**, 554, 2002.
15. *Ю.В.Глаголевский*, *Астрофизика*, **46**, 319, 2003.
16. *V.G.Klochkova, I.M.Kopylov*, *Astron. J.*, **65**, 947, 1985.
17. *S.C.Wolff, T.Simon*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **109**, 759, 1997.
18. *Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **51**, 88, 2001.
19. *F.A.Catalano, P.Renson*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 42, 1998.
20. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **53**, 33, 2002.
21. *F.Palla, S.W.Stahler*, *Astrophys. J.*, **418**, 414, 1993.
22. *A.Uesugi, I.Fucuda*, *Revised Catalogue of Stellar Rotational Velocities*, Kyoto, 1982.
23. *Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov*, *Bull. Apec. Astrophys. Observ.*, **45**, 105, 1998.
24. *J.-F.Donati, G.A.Wade, J.Babel et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **326**, 126, 2001.
25. *S.Hubrig, M.Scholler, R.V.Yudin*, *Astron. Astrophys.*, **428**, L1, 2004.
26. *F.Praderie, N.Simon, C.Catala, A.M.Boesgard*, *Astrophys. J.*, **303**, 311, 1986.
27. *C.Catala*, *Astron. Astrophys.*, **193**, 222, 1988.
28. *N.G.Beskrovnaya, M.A.Pogodin*, *Astron. Astrophys.*, **414**, 955, 2004.
29. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **58**, 16, 2004.
30. *S.C.Wolff, R.J.Wolff*, *Astrophys. J.*, **194**, 65, 1974.
31. *А.В.Тутуков*, *Письма в Астрон. ж.*, **9**, 160, 1983.
32. *H.A.Abt, N.I.Morrell*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **99**, 135, 1995.
33. *Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов*, *Астрофизика*, **45**, 499, 2002.
34. *M.Auriere, J.Silvester, G.A.Wade et al.*, *Peculiar Newsletter*, **39**, 4, 2003.
35. *J.G.Hosking, A.P.Whitworth*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **347**, 1001, 2004.
36. *P.Andre, B.D.Deebey, R.B.Philips, J.-F.Lestrade*, *Astrophys. J.*, **401**, 667, 1992.
37. *P.P.Petrov, V.A.Shcherbakov, N.Berdyugina et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **107**, 9, 1994.

УДК: 524.7-355

ОПЫТ КЛАССИФИКАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ СОБЫТИЙ. I. КЛАССИФИКАЦИЯ ПО ЭНЕРГИЯМ ИЗЛОМА В СПЕКТРАХ ЭНЕРГИЧНЫХ ИОНОВ

Г.С.Мартиросян

Поступила 10 ноября 2004

Принята к печати 17 января 2005

В работе анализируются энергетические спектры солнечных ионов (H, He, C, O, Fe) для 23 событий 23-го цикла солнечной активности, с целью выявления параметров классификации этих событий. Результаты анализа показали, что события распределяются внутри трех групп по энергиям излома спектра ионов. В первую группу попали 7 событий, для которых $E_x(A)/E_x(P) = A$, где $E_x(A)$ - полная кинетическая энергия излома спектра ионов с атомным числом A и $E_x(P)$ - энергия излома спектра протонов. Для второй группы (7 событий) $E_x(A)/E_x(P) = Q_A$, где Q_A - заряд ионов. Для третьей группы (9 событий) $E_x(A)/E_x(P) = A/Q_A$. Полученные зависимости для второй и третьей групп также позволяют с высокой точностью определить заряды ионов.

1. Введение. Для уточнения моделей происхождения галактических космических лучей (ГКЛ) важную роль играет точное экспериментальное знание поведения их энергетического спектра от малых до сверхвысоких энергий. В этой проблематике особое место занимает область излома при энергиях $E_k = (2 + 5) \cdot E^6$ ГэВ, где спектр до излома $dJ/dE \sim E^{-(2.6+2.8)}$ укручается и принимает вид $dJ/dE \sim E^{-(3.0+3.2)}$. Излом в энергетическом спектре ГКЛ экспериментально установлен давно [1] и надежно (см. например, [2,3]).

Модели происхождения ГКЛ от их источников требуют колоссальной мощности энерговыделения ($\sim 10^{39} + 10^{41}$ эрг/с) [4]. В нашей Галактике этому требованию удовлетворяют в первую очередь взрывы сверхновых звезд. Идея ускорения ГКЛ взрывами сверхновых была выдвинута Бааде и Цвики еще в 1934г. [5]. После взрыва сверхновой оболочка выброшенного вещества расширяется со скоростью $\sim (1 + 2) \cdot 10^4$ км/с. Современные модели рассматривают возможности ускорения ГКЛ на ударных волнах в расширяющихся оболочках сверхновых [6,7]. Несмотря на возможность широкого выбора параметров ударной волны, для максимальной энергии ускоренных ионов пока получается значение $E_{max} \sim (10^5 + 10^6) \cdot Z$ ГэВ, где Z - заряд ионов. Хотя эта гипотеза в наши дни подтверждается несколькими косвенными свидетельствами (см. например, [8,9]), однако пока нет удовлетворительно эффективного механизма ускорения.

В солнечной системе ускорителем ионов является Солнце. Во время мощных солнечных вспышек ионы ускоряются до энергий порядка десятков ГэВ [10]. Энергия, выделяемая во время самых больших солнечных вспышек, составляет $\sim 10^{32} + 10^{33}$ эрг. Она выделяется в течение $\sim 10^2 + 10^3$ с, т.е. мощность энерговыделения подобных вспышек составляет $\sim 10^{30} + 10^{31}$ эрг/с. Хотя по мощности солнечные вспышки на много порядков слабее взрыва сверхновой, однако, с точки зрения ускорения ионов, в обоих случаях, по всей вероятности, качественно происходят одни и те же процессы. С этой точки зрения Солнце является природной лабораторией, где можно изучать проблемы происхождения ГКЛ.

Солнечные вспышки сопровождаются выбросами корональной массы (ВКМ), которые в межпланетном пространстве инициируют ударные волны, скорость которых достигает до 3000 км/с [11]. Солнечные космические лучи (СКЛ) ускоряются как на Солнце - в процессе вспышки (импульсные события), так и на ударных волнах в межпланетном пространстве (постепенные события) [12,13]. Ряд фактов свидетельствует о том, что до релятивистских энергий солнечные ионы ускоряются на межпланетных ударных волнах [14].

Классификация событий на импульсные и постепенные дает возможность группировать солнечные события по месту и механизму ускорения. Однако каждое событие, даже внутри этих групп, не похоже на другие и индивидуально по многим экспериментально измеренным характеристикам. Целью данной работы является попытка выявить некие параметры, с помощью которых можно будет характеризовать каждое событие и классифицировать их в группы по этим параметрам. Для этой цели мы исследовали энергетические спектры ионов СКЛ постепенных событий 23-го цикла солнечной активности, а в качестве параметра классификации использовали значения энергии в точке излома спектра ионов.

2. Данные и методика анализа.

2.1. Данные. Для получения энергетических спектров солнечных энергичных ионов нами были использованы данные спутниковых экспериментов GOES Pchann [15], ACE/ULEIS [16], ACE/SEPICA [17], ACE/SIS [18] и анализировали энергетические спектры ионов H, He, C, O и Fe. В эксперименте GOES Pchann регистрируются потоки протонов в семи энергетических интервалах от 0.6 МэВ до 500 МэВ. Подобные характеристики для He, C, O и Fe приведены в табл.1.

Нами получены дифференциальные спектры ионов H, He, C, O и Fe для 23 событий с 19 февраля 1998г. (начало данных ACE/ULEIS) до конца 2003г. Из известных не вошли в список события 2.05.1998г., 24.08.1998г. и 14.07.2000г., из-за отсутствия данных ACE/ULEIS. Список этих событий и их основные характеристики приведены в табл2.

Таблица 1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНОВ He, C, O и Fe, РЕГИСТРИРОВАННЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ACE/ULEIS, ACE/SEPICA И ACE/SIS

Эксперимент	He		C		O		Fe	
	E МэВ/н	Чис. интерв.	E МэВ/н	Чис. интерв.	E МэВ/н	Чис. интерв.	E МэВ/н	Чис. интерв.
ACE/ULEIS	0.063 + 8.67	15	0.041 + 14	9	0.04 + 10.4	8	0.035 + 3.07	9
ACE/SEPICA	0.4 + 6	7	0.12 + 11.7	6	0.43 + 7.19	5	0.43 + 3.07	4
ACE/SIS	3.4 + 41.2	8	6.1 + 76.3	8	7.1 + 89.8	8	10.5 + 167.7	8
ACE (общее)	0.063 + 41.2	30	0.041 + 76.3	23	0.04 + 89.8	21	0.035 + 167.7	21

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ АНАЛИЗИРОВАННЫХ СОБЫТИЙ

Дата	GOES класс	Коорд. вспышки	Начало вспышки UT	Ударная* волна UT	Скорость ВКМ, км/с	Скорость УВ, км/с
20.04.98	M1.4/?	S43W90	9:38	23апр., 17:14	1863	~450
6.05.98	X2/1N	S11W65	7:58	-	1099	-
30.09.98	M2/2N	N23W81	15:20	-	-	-
12.09.00	M1/2N	S17W09	11:31	15сен., 4:15	1550	~360
8.11.00	M7.4/3F	N10W77	22:42	10нояб., 6:01	1738	~900
24.11.00	X2/3B	N20W05	4:55	26нояб., 11:26	1245	~620
28.01.01	C4.7/SF	S31W17	19:45	31январ., 7:36	916	~420
15.04.01	X14.4/2B	S20W85	13:19	17апр., 23:57	1199	~540
18.04.01	C2.2/2B	S20W120	2:11	21апр., 14:57	2465	~390
1.10.01	M9.1/?	S22W91	4:41	-	1405	-
24.09.01	X2.6/2B	S16E23	9:32	25сен., 19:51	2402	~850
22.10.01	X1.2/2B	S18E16	17:44	25окт., 7:57	1336	~500
4.11.01	X1/3B	N06W18	16:03	6нояб., 1:20	1810	~700
22.11.01	M9.9/2N	S15W34	22:32	24нояб., 5:33	1437	~750
26.12.01	M7.1/1B	N08W54	4:32	29дек., 4:56	1446	~470
21.04.02	X1.5/1F	S14W84	0:43	23апр., 4:08	2393	~640
22.05.02	C5/?	S30W34	3:18	-	1557	-
24.08.02	X3.1/1F	S02W81	0:49	26авг., 10:20	1913	~420
28.10.03	X17.2/4B	S18E20	9:51	29окт., 6:00	2459	~1100
29.10.03	X10/2B	S15W02	20:37	?	2029	~1900
2.11.03	X8.3/2B	S14W56	17:03	4нояб., 5:53	2598	~700
4.11.03	X28/3B	S19W83	19:29	6нояб., 18:56	2657	~550
20.11.03	-	-	-	20нояб., 7:28	-	~650

* Время достижения ударной волны спутника SOHO в UT.

2.2. Построение энергетических спектров и методика анализа.

Использованная нами методика определения энергетических спектров имеет две особенности, отличающиеся от общепринятых подходов.

а) Обычно энергетический спектр ионов определяется по потокам, интегрированным по всему времени регистрации потока данного иона, либо по потокам, интегрированным в широком временном интервале.

В отличие от общепринятой методики, для построения энергетического спектра мы взяли значения максимальных потоков для всех энергетических интервалов, используя часовые данные потоков. Этот подход обоснован тем, что максимальный поток более информативен относительно параметров области ускорения и межпланетной среды, через которую распространяются ускоренные частицы [19].

б) Спектры солнечных энергичных ионов обычно аппроксимируют единой функцией (см., например, [20])

$$dJ/dE \sim E^{-\sigma} \cdot e^{-E/E_0}, \quad (1)$$

предложенной в работе [21], для описания спектра солнечных ионов, ускоренных на межпланетных ударных волнах. Здесь σ - единый показатель спектра, E_0 - энергия, в области которой меняется поведение спектра (e-folding).

В нашем анализе для определения энергии излома мы аппроксимировали спектры солнечных ионов степенной функцией

$$dJ/dE \sim E^{-\gamma}, \quad (2)$$

с помощью которой также описывается поведение энергетического спектра ГКЛ (γ - показатель спектра).

Эти функции один и тот же спектр описывают с помощью отличающихся друг от друга параметров ($\sigma \neq \gamma$, $E_0 \neq$ энергии излома по (2)). Для иллюст-

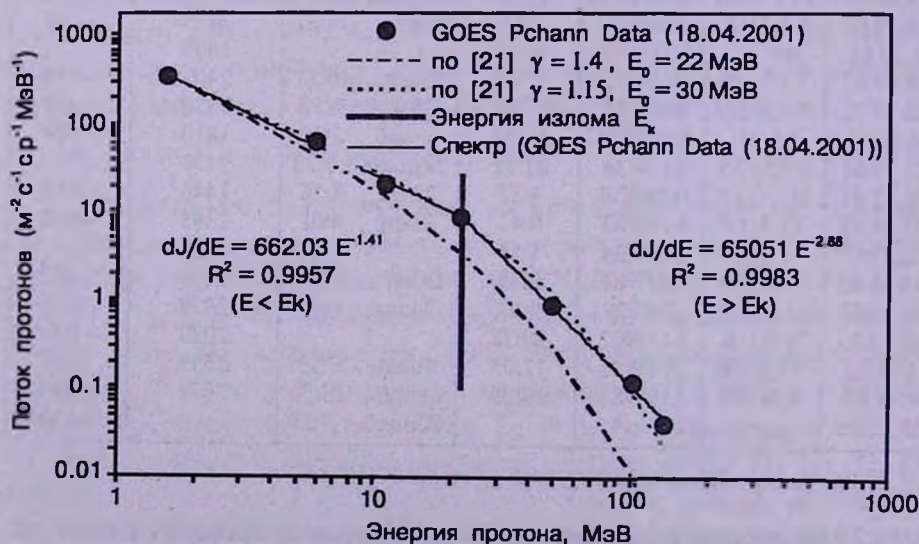


Рис.1. Спектр протонов 18 апреля 2001г., аппроксимированный по (1) и (2). На рисунке слева и справа от графика соответственно приведены аппроксимационные степенные функции спектра протонов до и после излома. В скобках соответствующие коэффициенты корреляций.

рации на рис.1 приведен спектр протонов от солнечного события 18 апреля 2001г., построенный по максимальным потокам.

Наилучшая аппроксимация спектра протонов по формуле (1) получается при едином показателе $\sigma = 1.15$ и $E_0 = 30$ МэВ. Аппроксимация этого же спектра степенной функцией показывает, что спектр имеет излом в точке $E = 22$ МэВ и показатели спектра до и после излома соответственно имеют значения $\gamma_1 = 1.41$ и $\gamma_2 = 2.88$. Следовательно, понятия e-folding спектра и излом спектра (в том понимании, как принято в спектре ГКЛ) не идентичны.

3. *Излом в спектрах ионов СКЛ.* Мы определили максимальные потоки по временным профилям потоков H, He, C, O, Fe и по этим максимальным потокам получили энергетические спектры этих ионов в зависимости от полной кинетической энергии ионов. Получены спектры указанных ионов для каждого события из табл.2. Далее, полученные спектры аппроксимировались степенной функцией (2) и определялась полная кинетическая энергия в месте излома E_k , показатели спектра до и после излома γ_1 и γ_2 .

В данной работе мы анализировали зависимость энергии излома от атомного номера ионов A . На рис.2 приведено распределение значений $E_k(A)/E_k(P)$ ($i = \text{He, C, O, Fe}$) в зависимости от атомного номера для всех 23 событий. $E_k(A)$ - полная кинетическая энергия точки излома спектра ионов типа i , $E_k(P)$ - полная кинетическая энергия точки излома спектра протонов.

Как видно из рис.2, значения $E_k(A)/E_k(P)$ распределяются внутри

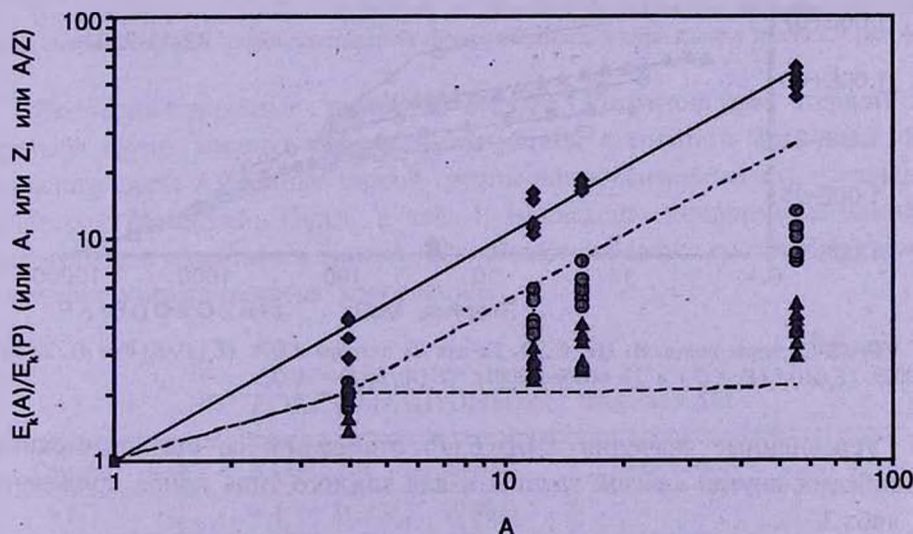


Рис.2. Распределение $E_k(A)/E_k(P)$ в зависимости от атомного номера A . — соответствует зависимости $E_k(A)/E_k(P) = A$, - - - соответствует зависимости $E_k(A)/E_k(P) = Z$, - · - · - соответствует зависимости $E_k(A)/E_k(P) = A/Z$, где Z заряд соответствующего ядра.

3-х групп (ромбики, круги, треугольники) и расстояние между группами увеличивается с увеличением атомного числа ионов, т.е. наблюдаются три разные зависимости $E_x(A)/E_k(P)$ отношения от атомного числа ионов. Анализ значений $E_x(A)/E_k(P)$ внутри каждой группы показывает, что значения внутри первой (верхней) группы (7 событий) близки к атомным числам ионов, значения второй (средней) группы (7 событий) по всей вероятности пропорциональны заряду ионов и, наконец, значения третьей (нижней) группы (9 событий) пропорциональны величине A/Q_A . Для иллюстрации, на рис.3 приведены спектры ионов Н, He, С, О, Fe для событий 28 октября 2003г., 22 мая 2002г. и 11 ноября 2001г., соответственно принадлежащих к первой, второй и третьей группам.

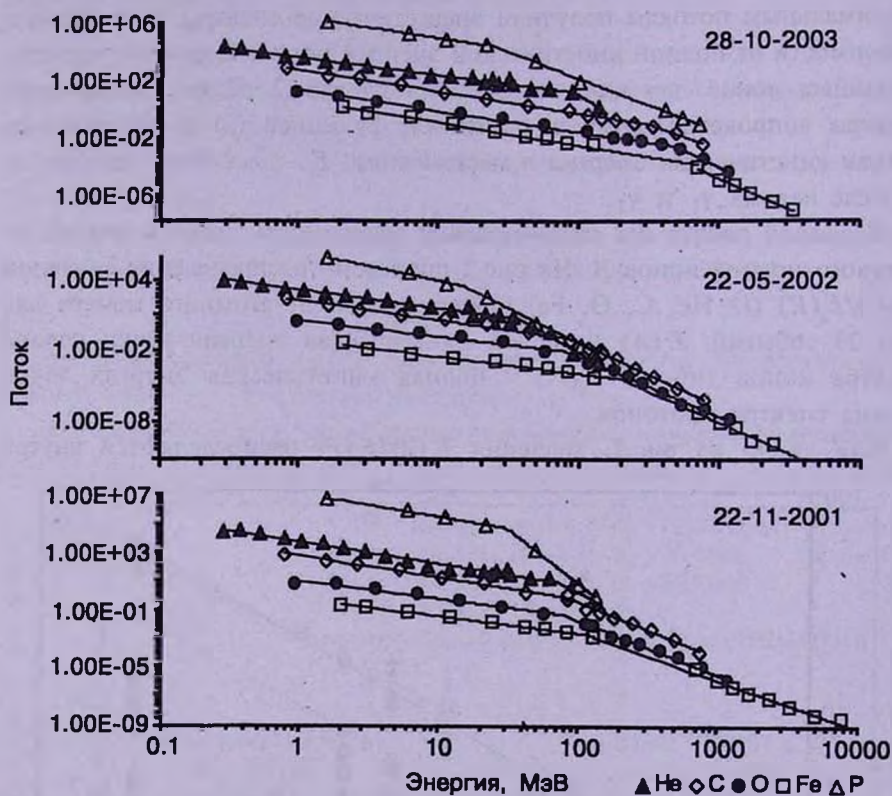


Рис.3 Спектры ионов Н, He, С, О, Fe для 28 октября 2003г. ($E_x(A)/E_k(P) = A$), 22 мая 2002г. ($E_x(A)/E_k(P) = Q_A$) и 22 ноября 2001г. ($E_x(A)/E_k(P) = A/Q_A$).

Усредненные значения $E_x(A)/E_k(P)$ отношений со статистическими ошибками внутри каждой группы и для каждого типа ионов приведены в табл.3.

Эти данные в графическом виде представлены на рис.4, где на оси ординат для данных первой группы $E_x(A)/E_k(P) = A$, для второй группы

$E_x(A)/E_x(P) = Q_A - 1$ и для третьей группы $E_x(A)/E_x(P) = A/Q_A$.

Таблица 3

УСРЕДНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ $E_x(A)/E_x(P)$ ОТНОШЕНИЙ

Группы	He	C	O	Fe	Тип зависимости
I	3.63 ± 0.6	13.29 ± 2.8	17.63 ± 2	47.15 ± 7.9	A
II	1.94 ± 0.2	4.58 ± 0.8	5.95 ± 0.9	9.9 ± 1.1	$Q_A - 1$
III $\langle Q_A \rangle^*$	1.9 ± 0.3 ~2	2.7 ± 0.4 ~4.5	3.2 ± 0.5 ~5.1	4.3 ± 0.9 ~13.1	A/Q_A

* Соответствующие средние значения заряда ионов для этой группы.

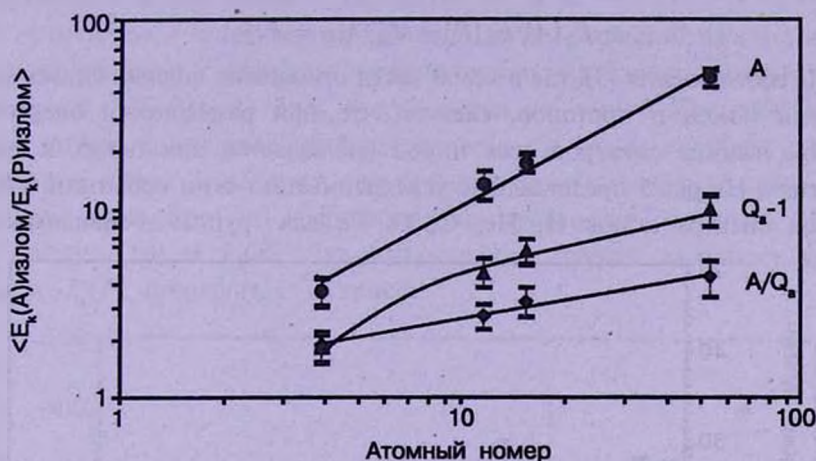


Рис.4. Усредненные значения $E_x(A)/E_x(P)$ по группам и типу ионов. Линиями представлены соответствующие аппроксимационные функции (детали смотри далее в тексте и в табл.4).

Экспериментальные значения $E_x(A)/E_x(P)$ отношений первой и третьей групп хорошо аппроксимировались степенной функцией от атомного числа A. Данные второй группы аппроксимировались логарифмической функцией. Ниже, в табл.4, приведены аппроксимационные формулы для трех групп данных. В скобках приведены соответствующие значения коэффициентов корреляций.

Таблица 4

АППРОКСИМАЦИОННЫЕ ФОРМУЛЫ

Группа	$E_x(A)/E_x(P)$ отношение	Зависимость Q_A от A
I	$= A (= M_A/M_P) \quad (0.992)$	-
II	$= Q_A - 1 \quad (0.991)$	$3.05 \ln(A) - 2.55$
III	$= A/Q_A \quad (0.985)$	$A^{0.6}$

Эти эмпирические соотношения устанавливают взаимную связь между $E_k(A)/E_k(P)$ и зарядом и/или атомным номером ионов.

4. *Обсуждение результатов.* Полученные результаты обсудим отдельно для каждой группы.

4.1. *Зависимость энергии излома от атомного номера (А-зависимость).* А-зависимость энергии излома в спектре ионов наблюдается для событий 6.05.98, 30.09.98, 8.11.00, 24.09.01, 4.11.01, 21.04.02 и 28.10.03 (жирными отмечены события, во время которых наблюдались наземные возрастания потока СКЛ).

Суть А-зависимости состоит в том, что значения $E_k(A)/E_k(P)$ отношения численно равняются атомному числу А

$$E_k(A)/E_k(P) = M_A/M_P = A. \quad (3)$$

Из соотношения (3), где в левой части отношение полных кинетических энергий ионов и протонов, следует, что при размерности энергия на нуклон изломы спектров всех ионов наблюдается при одних и тех же энергиях. На рис.5 представлены усредненные по семи событиям энергии излома спектра ионов Н, He, С, О, Fe для группы А-зависимости.

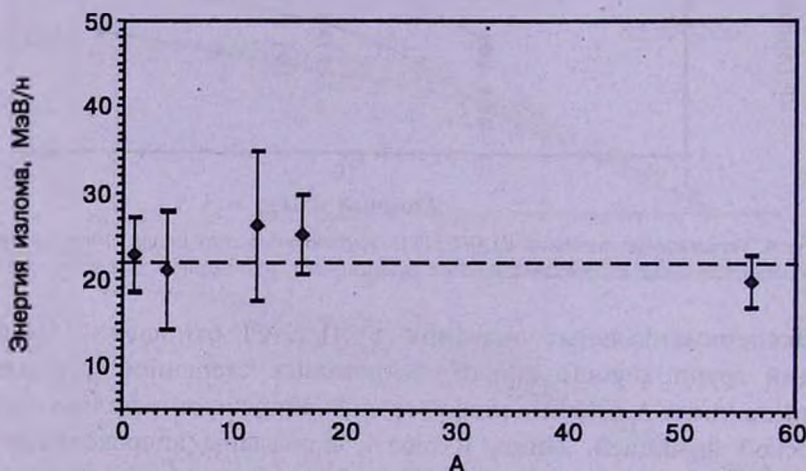


Рис.5. Усредненные энергии (МэВ/н) излома спектра ионов Н, He, С, О, Fe для событий группы А-зависимости. Пунктирная линия соответствует энергии 22 МэВ/н.

Как видно, энергии излома разных ионов распределены вокруг значения ~ 22 МэВ/н и согласно соотношению (3)

$$E_k(A)/A = E_k(P) \approx 22 \text{ МэВ/н}.$$

Современные модели ускорения ионов на ударных волнах не предсказывают такой зависимости (см., например б). Идея существования такой зависимости между энергиями ионов и протонов в области излома

в спектре ГКЛ была высказана в работах [22,23]. Суть идеи в том, что в спектре первичных ГКЛ излом отсутствует и в наземных измерениях появляется как следствие изменения характера взаимодействия первичных частиц в атмосфере Земли при энергиях $E_0/A \geq 3 \cdot 10^6$ Гэв/н.

Однако полученные нами результаты указывают, что A -зависимость скорее свойство конкретного механизма ускорения, либо следствие определенной комбинации параметров области ускорения и распространения.

4.2. *Зависимость энергии излома от заряда (Q -зависимость).* В группу Q -зависимости вошли события 20.04.98, 12.09.00, 24.11.00, 22.05.02, 29.10.03, 4.11.03, 20.11.03. Данные этой группы устанавливают эмпирические связи между $E_k(A)/E_k(P)$, Q_A и A .

В отличие от A -зависимости, для этой группы событий излом спектра ионов наблюдается в широком энергетическом диапазоне (например, для протонов $6 \leq E_k(P) \leq 36$ МэВ, а для ионов Fe $60 \leq E_k(Fe) \leq 400$ МэВ). В этом случае естественно предположение, что между энергией излома протонов и ионов существует определенная функциональная связь. Для выявления этой связи мы воспользовались графиками рассеяний (scatter plot) между $E_k(A)$ и $E_k(P)$. Для иллюстрации график рассеяния между $E_k(Fe)$ и $E_k(P)$ приводится на рис.6.

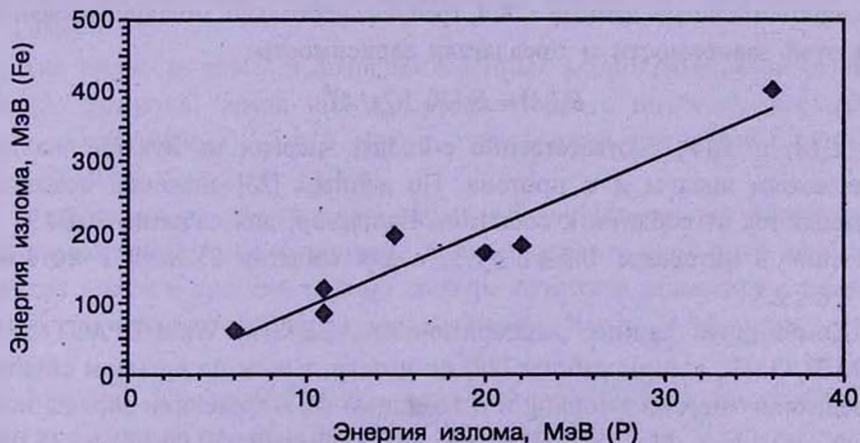


Рис.6. График рассеяния между $E_k(Fe)$ и $E_k(P)$ для 7 событий группы Q -зависимости.

Исследование зависимости $E_k(A)$ от $E_k(P)$ для ионов He, C, O, Fe и обобщение результатов привели нас к заключению, что между $E_k(A)$ и $E_k(P)$ существует следующая линейная связь

$$E_k(A)/E_k(P) = Q_A - 1. \quad (4)$$

Важно также отметить, что $E_k(A)/E_k(P)$ отношение (следовательно и $Q_A - 1$) от атомного числа A зависит как линейная функция от логарифма атомного числа

$$E_k(A)/E_k(P) = a \cdot \ln A - b. \quad (5)$$

И, наконец, из (4) и (5) следует, что через экспериментальные значения $E_k(A)/E_k(P)$ отношения можно определить значения заряда ионов

$$Q_A = 1 + E_k(A)/E_k(P) \quad \text{или} \quad Q_A = a \ln A - b + 1. \quad (6)$$

Идея зависимости энергии излома спектра ионов от заряда популярна среди специалистов астрофизики ГКЛ. Она тесно связана с проблемой формирования излома в спектре ГКЛ и определения массового состава первичного космического излучения [24-26]. Теоретические модели ускорения на ударных волнах между $E_k(A)$ и $E_k(P)$ предполагают связь $E_k(A)/E_k(P) = Q_A$. В работе [27], при рассмотрении возможности ускорения ГКЛ в оболочках сверхновых, указывается, что при определенных условиях между максимальными энергиями ионов и протонов должна существовать связь типа (4)

$$E_{max}(A) = \xi \cdot Q_A \cdot E_{max}(P), \quad (7)$$

где коэффициент пропорциональности $\xi = 1$ при релятивистских энергиях и $\xi = 1/2$, при нерелятивистских энергиях, E_{max} - максимальное значение полной кинетической энергии вследствие ускорения.

Исследуя зависимость (7), авторы работы [28] пришли к выводу, что экспериментальные данные СКЛ требуют несколько модифицированный вид этой зависимости и предлагали зависимость

$$E_0(A) = E_0(P) \cdot (Q_A/A)^\delta, \quad (8)$$

где $E_0(A)$ и $E_0(P)$ соответственно e-folding энергии на нуклон для иона с массовым числом A и протона. По данным [28] значения показателя δ меняются от события к событию. Например, для события 20.04.98 эти значения в интервале $0.8 \leq \delta \leq 1.3$, а для события 25.08.98 в интервале $1.9 \leq \delta \leq 2.8$.

Комбинируя данные экспериментов ACE/SIS, Wind/EPACT/LEMT и IMP8/GME, авторы работы [28] по интегральным по времени спектрам определили энергии e-folding и с помощью (8) определили заряды ионов C, N, O, Ne, Mg, Si, S и Fe для событий 20.04.98 и 25.08.98 (интервал e-folding энергий $\sim 2 + 60$ МэВ/н). Там же авторы сравнивают полученные значения Q_A со значениями зарядов этих ионов, определенных в эксперименте ACE/SEPICA (интервал энергий $\sim 0.2 + 1$ МэВ/н) [29].

Для сравнения наших результатов с данными [28] и [29] мы для события 20.04.98 $E_k(A)/E_k(P)$ отношение определили для ионов He, C, N, O, Ne, Mg, Si и Fe по данным ACE/SEPICA и ACE/SIS. По результатам нашего анализа значения энергий излома спектров указанных ионов попали в интервал $\sim 45 + 400$ МэВ ($\sim 7 + 16$ МэВ/н). Сравнение результатов приведено на рис.7.

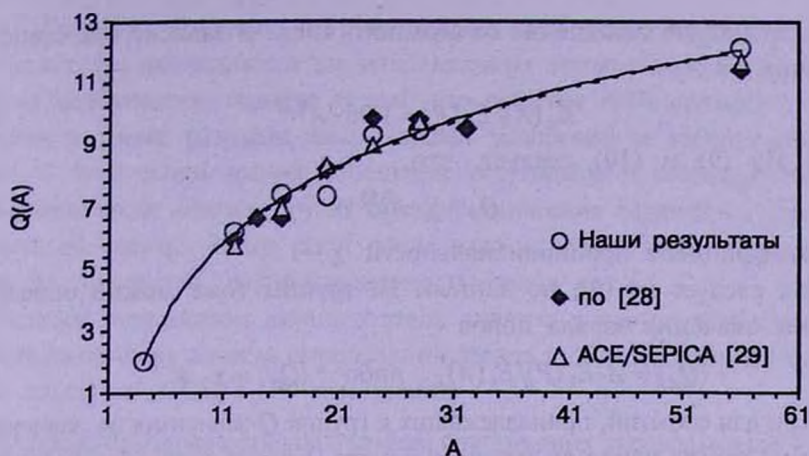


Рис.7. Сравнение наших результатов по определению заряда ионов с данными [28] и [29] для события 20 апреля 1998г.

Наши данные и экспериментальные данные ACE/SEPICA аппроксимировали выражением (6)

$$Q_A = 3.92 \ln A - 3.76 \quad (\text{ACE/SEPICA}),$$

$$Q_A = 3.84 \ln A - 3.39 \quad (\text{наши данные}).$$

Соответствующие значения коэффициента корреляции составили 0.976 и 0.986.

Как видно из рис.7 и вышеприведенных аппроксимационных выражений, значения заряда ионов, определенные с помощью выражения (6) и для интервала $\sim 7 + 16$ МэВ/н, практически совпадают с данными ACE/SEPICA ($\sim 0.2 + 1$ МэВ/н).

Следовательно, для каждого события, принадлежащего к группе Q -зависимости, значение отношения полной кинетической энергии излома спектра ионов к энергии излома спектра протонов позволяет с хорошей точностью определить зарядовое состояние ионов в области энергии излома.

События, принадлежащие к группе Q -зависимости, проявляют еще одну интересную особенность. Для всех событий этой группы ускорение ионов происходило в системе взаимодействующих ВКМ [30].

4.3. Зависимость энергии излома от отношения атомного числа к заряду иона (A/Q -зависимость). В группу A/Q -зависимости вошли события 28.01.2001, 15.04.2001, 18.04.2001, 1.10.2001, 22.10.2001, 22.11.2001, 26.12.2001, 24.08.2002, 2.11.2003. Данные этой группы устанавливают следующие эмпирические связи между $E_k(A)/E_k(P)$, A и Q_A :

1. Значения $E_k(A)/E_k(P)$ отношения численно равняются отношению атомного числа A к заряду иона Q_A

$$E_k(A)/E_k(P) = A/Q_A. \quad (9)$$

2. $E_k(A)/E_k(P)$ отношение от атомного числа A зависит как степенная функция от A

$$E_k(A)/E_k(P) = 1.06 \cdot A^{0.37} \quad (10)$$

3. Из (9) и (10) следует, что

$$Q_A = \chi \cdot A^{0.63}, \quad (11)$$

где коэффициент пропорциональности $\chi \sim 1$.

Как следует из (9), по данным III группы тоже можно определить средние значения заряда ионов

$$\langle Q_A \rangle = A \cdot E_k(P)/E_k(A), \quad \text{либо} \quad \langle Q_A \rangle = \chi \cdot A^{1-\beta}. \quad (12)$$

Если для событий, принадлежащих к группе Q -зависимости, зависимость значений заряда ионов от атомного номера A имеет логарифмический вид, то, как видно из (12), для событий группы A/Q -зависимости эта зависимость степенная. На рис.8 для сравнения приведены зависимости значений заряда от атомного номера для событий 20.04.1998г. (Q -зависимость) и 26.12.2001г. (A/Q -зависимость).

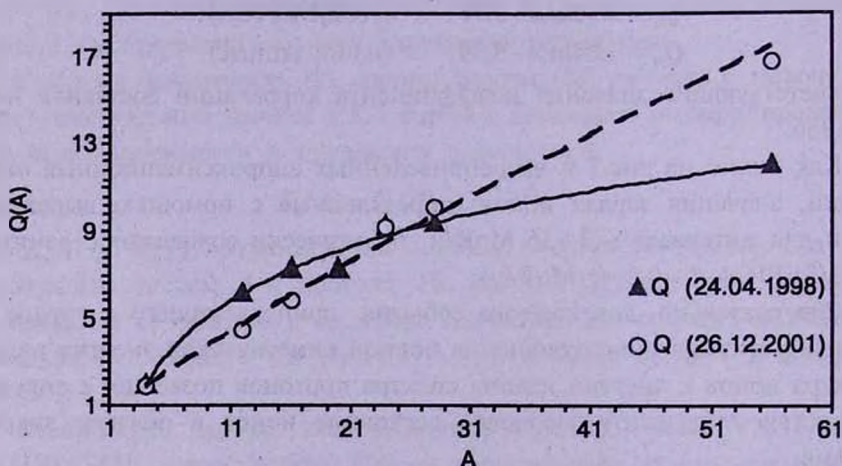


Рис.8. Зависимости значений заряда ионов от атомного номера для событий 20.04.1998г. (Q -зависимость) и 26.12.2001г. (A/Q -зависимость).

Что касается теоретических моделей ускорения, то в них отмечается, что при распространении ударной волны в плазме, где примесные ионы ионизованы не полностью, спектр ускоренных частиц будет обогащаться ядрами тяжелых элементов [31,32,27]. Также отмечается, что поскольку пробег рассеяния быстрых частиц является растущей функцией жесткости, ионы с большим отношением A/Q_A будут дальше проникать в область предфронта, вследствие чего их спектр как функция энергии на нуклон будет более пологим. Оба эффекта наблюдаются в эксперименте (см., например [33]).

5. *Выводы.* Тот факт, что приведенные зависимости между энергиями излома спектра наблюдаются для максимальных потоков ионов и протонов, по всей вероятности, говорит о том, что события группируются в соответствии с тремя разными механизмами ускорения и распространения ионов. С этой точки зрения обобщение результатов и основные выводы мы сделаем после анализа других характеристических параметров (разность показателей спектра ионов до и после излома, время нарастания потока ионов до максимума, распространенность ионов и т.д.).

Важным результатом данного этапа анализа является еще тот факт, что выявлена возможность определения заряда в области энергий излома через значения $E_K(A)/E_K(P)$ отношения.

Выражаю благодарность коллективам спутниковых экспериментов GOES, ACE/ULEIS, ACE/SEPICA, ACE/SIS, SOHO/LASCO за экспериментальные данные, выставленные в Internet; А.Чилингаряну, за полезные замечания. Работа выполнена в рамках гранта А1058 и гранта тематического финансирования РА 1465.

Ереванский физический институт,
Армения, e-mail: hmart@crdlxs.yerphi.am

SOLAR FLARE CLASSIFICATION ATTEMPT BY SEP. I. CLASSIFICATION ACCORDING TO KNEE ENERGIES OF SEP ION SPECTRA

H.S.MARTIROSYAN

During work activities energetic spectra of solar ions (H, He, C, O, Fe) for 23 events of 23d solar activity cycle are being analyzed with the aim of finding out classification parametres of these events. The results of the analysis showed that the events are distributed within three groups according to ion spectra knee energies. The first group includes seven events, for which $E_K(A)/E_K(P)=A$, where $E_K(A)$ is the total kinetic energy of ion spectra knee with the atomic number A , and $E_K(P)$ is the proton spectra knee energy. In case of the second group (7 events), $E_K(A)/E_K(P)=Q_A$, where Q_A is the ion charge value. For the third group (9 events) $E_K(A)/E_K(P)=A/Q_A$. Dependencies acquired for the second and the third group also allow to determine ion charges with high precision.

Key words: *Sun:flares:classification*

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В.Куликов, Г.Б.Христиансен, ж. Эксперим. и теор. физ., 35, 635, 1959.
2. М.Аменомори, Z.Cao, B.Z.Dai et al., Astrophys. J., 461, 408, 1996.
3. J.R.Horandel, Astropart. Phys., 19, 193, 2003; preprint astro-ph/0210453.
4. В.Л.Гинзбург, С.И.Сыроватский, Происхождение космических лучей, М., 1963.
5. W.Baade, F.Zwicky, Nat. Acad. Sci. USA, 20, 259, 1934; Phys. Rev., 46, 76, 1934.
6. F.C.Jones, D.C.Ellison, Space Sci. Rev., 58, 259, 1991.
7. У.Г.Бережко, В.К.Елиин, Л.Т.Ксенофонов, ж. Эксперим. и теор. физ., 109, 3, 1996.
8. K.Koyama, R.Petre, E.V.Gotthelf et al., Nature, 378, 255, 1995.
9. L.O'C.Drury, D.E.Ellison, F.A.Aharonian et al., Space Sci. Rev., 99, 329, 2001.
10. D.V.Reames, Space Sci. Rev., 90, 413, 1999.
11. SOHO/LASCO CME Catalog, (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/).
12. S.W.Kahler, D.V.Reames, Astrophys. J., 584, 1063, 2003.
13. E.W.Cliver, S.W.Kahler, D.V.Reames, Astrophys. J., 605, 902, 2003.
14. S.Kahler, Astrophys. J., 428, 837, 1994.
15. GOES (<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>).
16. ACE/ULEIS (http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lvl2DATA_ULEIS.html).
17. ACE/SEPICA (http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lvl2DATA_SEPICA.html).
18. ACE/SIS (http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/lvl2DATA_SIS.html).
19. Е.Н.Паркер, Динамические процессы в межпланетной среде, Мир, 1965.
20. A.J.Tylka, C.M.S.Cohen, C.G.Dietrich et al., Proc. 27th ICRC, Hamburg, 2001.
21. D.C.Ellison, R.Ramaty, Astrophys. J., 298, 400, 1985.
22. H.S.Martirosyan, Proc. Nat. Acad. Sci. of Armenia, 31, 136, 1996 (in rus.).
23. S.I.Nikolsky, Nucl. Phys. B (Proc. Supl.), 75A, 217, 1999.
24. A.Haungs, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 29, 809, 2003.
25. N.N.Kalmykov, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 29, 801, 2003.
26. A.Chilingarian, G.Gharagyozyan, G.Hovsepyan et al., Astrophys. J., 603, L29, 2004.
27. D.C.Ellison, L.Drury, J-P.Meyer, Astrophys. J., 487, 197, 1997.
28. A.J.Tylka, P.R.Bobrg, R.E.McGuire et al., AIP Conference Proc., 528, 147, 2000.
29. B.Klecker, M.A.Popecki, E.Mobius et al., Proc. 26th ICRC, Salt Lake City, 1999.
30. N.Gopalswamy, S.Yashiro, G.Michalek et al., Astrophys. J., 572, L107, 2002.
31. D.C.Ellison, F.C.Jones, D.Eichler, J. Geophys., 50, 110, 1981.
32. D.C.Ellison, J. Geophys. Res., 90, 29, 1985.
33. D.V.Reames, A.J.Tylka, Astrophys. J., 575, L37, 2002.

УДК: 524.726

ЗВЕЗДНЫЕ ДИСКИ И ГАЛО ВИДИМЫХ С РЕБРА СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК: NGC 891, NGC 4144, NGC 4244

Н.А.ТИХОНОВ, О.А.ГАЛАЗУТДИНОВА

Поступила 10 декабря 2004

Принята к печати 12 января 2005

Результаты звездной фотометрии на снимках ACS и WFPC2 камер космического телескопа Хаббла (HST) использованы для изучения звездного состава и пространственного распределения звезд трех, видимых с ребра спиральных галактик NGC 891, NGC 4144, NGC 4244. Измерения поверхностной плотности числа старых звезд выявили в этих галактиках две звездные подсистемы: толстый диск и гало. Границы найденных подсистем, состоящих большей частью из красных гигантов, определяются по изменению градиента плотности числа звезд. Найденные гало имеют сплюснутую у полюсов галактик форму и простираются от плоскости галактик до расстояний 8–25 кпк. Полученные результаты по распределению плотности числа звезд разного возраста перпендикулярно плоскости галактик позволяют уточнить представленную нами ранее модель звездной структуры спиральных галактик. На основании определения начала ветви красных гигантов (TRGB-метод) вычислены расстояния до исследуемых галактик: $D = 9.82$ Мпк (NGC 891), $D = 7.24$ Мпк (NGC 4144) и $D = 4.29$ Мпк (NGC 4244).

1. *Введение.* К настоящему времени звездное население галактик достаточно подробно исследовано только в ближайших звездных системах Местной группы, где доминируют три спиральные галактики: M31, M33 и наша Галактика. В названных спиральных галактиках обычно выделяют четыре звездные подсистемы: балдж, тонкий диск, толстый диск и гало. Эти подсистемы имеют различные законы пространственного распределения звезд и состоят из звезд и скоплений, различающихся между собой средним возрастом и средним значением металличности [1–6]. Из-за того, что указанные подсистемы объемно вложены друг в друга, довольно трудно определить границы подсистем, поскольку во внутренней подсистеме содержатся звезды и внешних подсистем. Разделение звезд на подсистемы обычно выполняют на основе измерений фотометрических параметров звезд, их металличности и кинематических характеристик. Технические трудности при массовых определениях характеристик звезд и неопределенность в терминах при описании звездной морфологии галактик привели к некоторому хаосу в обозначении исследуемых звездных структур галактик. Хаос усугубляется тем обстоятельством, что наблюдения галактик проводятся в разных участках спектра, что, естественно, ведет к изменению видимой морфологии галактик. На основе методов поверхностной фотометрии достаточно надежно разработана методика разделения спиральных галактик

на два компонента: балдж и диск [7]. Под термином "диск" имеется в виду тонкий диск, где в настоящее время идут процессы звездообразования, и яркая часть толстого диска, населенная звездами более поздних типов. Что касается звездного гало галактик, то пока неизвестны ни форма гало, ни закон падения звездной плотности к внешней границе гало.

По аналогии со спиральными галактиками Местной группы, поиски толстых дисков и гало ведутся и в более далеких галактиках. Например, на основе изучения 47 галактик поздних типов было найдено, что большая часть этих галактик обладает толстым диском [8]. Однако это скорее качественная картина строения галактик. Поскольку для выявления толстых дисков использовались методы поверхностной фотометрии, то крайне сложно определить возрастной состав звездных дисков и установить их границы. Еще более запутанной оказывается ситуация с поисками и определениями гало. В ряде работ термином "гало" называется любая звездная структура за пределами тонкого диска. В этом случае отсутствует термин "толстый диск", а его место занимает термин "гало". Естественно, что такие псевдогало можно зарегистрировать в некоторых галактиках методами глубокой поверхностной фотометрии.

Для теорий происхождения и эволюции галактик крайне необходимо иметь однородные и достоверные результаты о протяженных звездных структурах галактик, поскольку они большей частью состоят из старых звезд с малой металличностью и хранят в себе информацию о первых этапах эволюции галактик. Получено уже достаточно много результатов по звездному строению близких галактик, но следует сделать основной шаг и определить понятия дисков и гало. Без таких определений будет происходить постоянная путаница с обозначениями тех звездных структур, которые наблюдаются в галактиках с использованием разнообразных методов.

Наиболее простое строение по наблюдаемой морфологии имеют иррегулярные галактики - ближайшие родственники спиральных галактик. В работах Миннити и его коллег [9,10] было объявлено об открытии звездного гало в двух иррегулярных галактиках: WLM и NGC 3109. Позднее, на основе изучения звездного населения 25 иррегулярных галактик Тихонов [11-13] показал, что каждая иррегулярная галактика имеет толстый диск, размеры которого в 2-3 раза больше видимого тела галактики. Молодые звезды в иррегулярных галактиках концентрируются к галактической плоскости и образуют диск, аналогичный тонким дискам спиральных галактик.

Изучение массивных иррегулярных галактик показало, что кроме толстого диска они могут иметь и гало, которое простирается на еще большие расстояния, чем толстый диск и имеет иной градиент падения звездной плотности. В настоящее время такие гало найдены нами вокруг

нескольких массивных иррегулярных галактик: IC 10, M 82, NGC 3077. На основании этих результатов становится понятным, что Миннити и его коллеги нашли, вероятно, в галактиках WLM и NGC 3109 толстые диски, но не гало, поскольку ими не были обнаружены изломы градиента плотности красных гигантов или резкие падения звездной плотности на границе толстого диска, как это видно в галактике IC 10 [11,14] и M 82 [13].

Исследованные нами ранее три спиральные галактики - NGC 55, NGC 300, M 81 - показывают наличие у них толстого диска и гало из красных гигантов [15], что морфологически объединяет их с массивными иррегулярными галактиками. Чтобы понять пространственную структуру толстых дисков и гало, необходимо исследовать галактики, видимые с ребра, так как только при таком расположении галактик мы можем увидеть и изучить протяженность толстого диска и гало перпендикулярно плоскости галактик. В данной работе мы восполняем существующий пробел и представляем результаты исследования звездного населения трех, видимых с ребра галактик.

2. *Данные об исследованных галактиках.* Основные характеристики исследованных нами галактик представлены в табл.1. Все галактики имеют развитую спиральную структуру, а светимость их сравнима со светимостью нашей Галактики.

Таблица 1

ДАННЫЕ ОБ ИССЛЕДОВАННЫХ ГАКАКТИКАХ

Название NGC	V_4	$a \times b$ угл. мин.	B_1^0 зв. вел.	Тип	A_v	A_i	Угол наклона	$m - M$	$M_{\text{эл}}$
891	528	13.5 x 2.5	9.37	SA(s)b? sp HII	0.215	0.126	90	29.96	-20.59
4144	265	6.0 x 1.3	11.10	SAB(s)cd? sp HII	0.050	0.029	84	29.30	-18.20
4244	244	19.4 x 2.1	9.28	SA(s)cd:sp HII	0.069	0.040	90	28.16	-18.88

NGC 891. Галактика NGC 891, принадлежащая группе NGC 1023, морфологически наиболее подобна нашей Галактике. Можно было бы ожидать, что она обладает и сходными физическими параметрами, однако современный темп звездообразования в NGC 891 в 2-3 раза выше, чем в нашей Галактике. Возраст NGC 891 оценен в 11-13 млрд. лет [16,17], что в пределах ошибок соответствует возрасту нашей Галактики, равному 13.6 млрд. лет [18]. NGC 891 интенсивно изучалась во всех спектральных диапазонах. Исследование оптических изображений ($BVI + H\alpha$) NGC 891 показывает две физически различные составляющие межзвездного диска этой галактики: плотную холодную, видимую на BVI -снимках в виде поглощения и состоящую из высокоструктурированных пылевых

облаков, прослеживающихся до 2 кпк от плоскости галактики, и теплую ионизованную, видимую на $H\alpha$ снимках и равномерно распределенную по телу галактики с включением нитевидных структур [19]. Фотографические наблюдения NGC 891 в красных и синих лучах выявили две звездные составляющие - балдж и диск [20], причем граница диска была прослежена почти до найденной нами, на основе звездных подсчетов, границы толстого диска.

Исследования в радиодиапазоне показали, что галактика обладает газовым гало, где наблюдается CO [21] и атомарный водород [22], простирающийся до 5 кпк от галактической плоскости и составляющий ~15% от общей массы нейтрального водорода. Наиболее удаленные HI-облака зарегистрированы до 15 кпк от плоскости диска [23,24]. Диаметр водородного диска NGC 891 в 1.2 раза больше оптического диаметра галактики, определяемого по уровню изофоты $\mu = 25 \text{ m/}''$ в фильтре B [25]. При использовании 3-х параметрической осесимметричной модели распределения звезд и пыли, для NGC 891 были определены параметры, которые наилучшим образом описывают распределение звезд и пыли в оптическом и ИК-диапазонах [26]. В этой модели шкала высот для звезд равна 0.4 кпк, а для пыли 0.26 кпк. Модель дает массу пыли $1.1 \cdot 10^8 M_{\odot}$. $M_{\text{пы}}/M_{\text{зв}} = 165$, что близко к значению, полученному для нашей Галактики [27].

NGC 4144. Из-за своей удаленности и отсутствия каких-либо особенностей морфологии галактика NGC 4144 чаще всего становится объектом наблюдений только при статистических исследованиях галактик [28-30]. Сравнения радиоданных в HI и оптических наблюдений в фильтрах B и R показали, что галактика обладает толстым водородным диском, размеры которого превышают размеры видимого тела галактики [31,32].

NGC 4244. Галактика имеет низкий темп звездообразования и удивительно спокойна в радиоконтинууме [33]. Наблюдения атомарного водорода показывают, что по оси Z водород виден до высоты 2'.5 (3.1 кпк) [34]. Диаметр водородного диска в 1.3 раза больше оптического диаметра на уровне изофоты $\mu = 25 \text{ m/}''$ в фильтре B [25]. Галактика имеет слабую светимость в фильтре $H\alpha$ и низкую поверхностную яркость в далеком ИК-диапазоне [35]. Глубокая ПЗС фотометрия (до 27.5 зв. вел. в фильтре R) показывает простую структуру NGC 4244: экспоненциальный диск со шкалой высот 250 пк. Доказательства второго компонента, толстого диска или гало найдены не были [36].

3. Наблюдения. Для изучения звездного населения галактик мы использовали архивные изображения, полученные в разные годы на ACS/WFC и WFPC2 камерах космического телескопа им. Хаббла (HST). Информация об использованных нами снимках содержится в табл.2.

На рис.1, 2 и 3 представлены изображения исследованных галактик,

взятые с цифрового Паломарского обзора (DSS), с указанием положения ACS/WFC и WFC2 полей. Фотометрия звезд осуществлялась с помощью пакетов программ DAOPHOT в MIDAS и HSTPHOT [37,38]. Перевод

Таблица 2

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ НА ТЕЛЕСКОПЕ ИМ. ХАББЛА (HST)

NGC	Область на DSS снимке	Дата наблюдения	Фильтр	Расстояние от центра галактики угл. мин.	Экспозиция	Номер заявки в архиве ID	Измеренное число звезд
891	S1	2003-02-19	F814w	2.12	2 x 2620+2472	9414	108970
		2003-02-19	F606w	2.12	2 x 2620+2472	9414	
	S2	2003-02-20	F814w	7.94	2 x 1000	9676	900
		2003-02-20	F606w	7.94	2 x 400+4 x 500	9676	
4144	S1	2003-12-08	F814w	0.98	350	9765	63605
		2003-12-08	F606w	0.98	338	9765	
4244	S1	2001-06-11	F814w	3.77	600	8601	9680
		2001-06-11	F606w	3.77	600	8601	
	S2	2001-06-30	F814w	2.09	6 x 500	9086	3945
		2001-06-30	F606w	2.09	6 x 500	9086	
	S3	2003-11-12	F814w	0.33	350	9765	115990
		2003-11-12	F606w	0.33	338	9765	

полученных DAOPHOT инструментальных звездных величин в фильтрах *F555W*, *F606W*, *F814W* в стандартную *VI*-систему Крона-Казинса выполнялся по методике, описанной в работах Хольцмана и др. [39,40]. Перевод

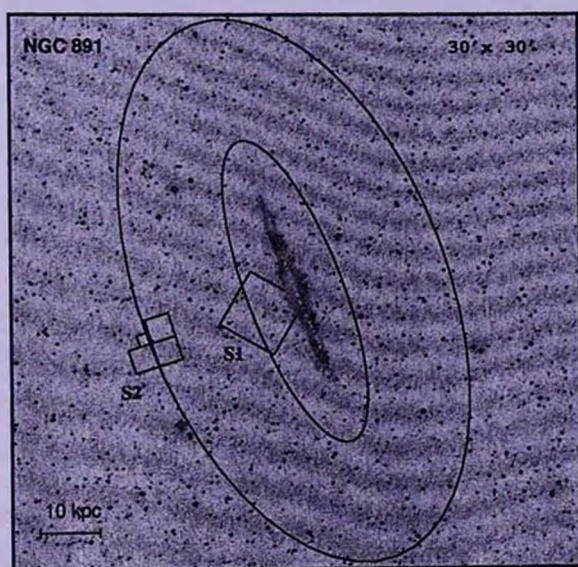


Рис.1. DSS-2 изображение галактики NGC 891 с разметкой положения исследуемых полей S1 (ACS/WFC) и S2 (WFC2). Внутренний эллипс показывает найденную нами границу толстого диска, а внешний - гало.

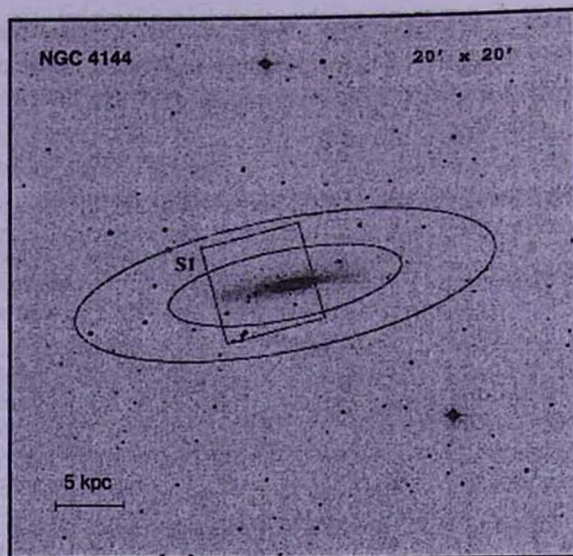


Рис.2. То же, что и на рис.1, для галактики NGC 4144.

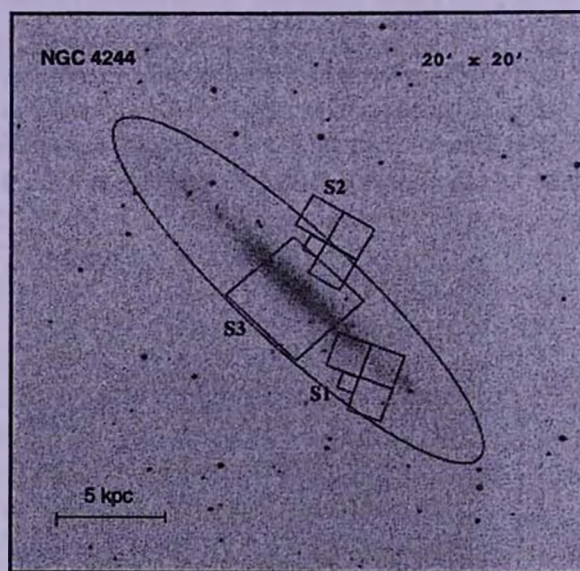


Рис.3. То же, что и на рис.1, для галактики NGC 4244. Отмечена только граница толстого диска.

ACS/WFC результатов в стандартную *VI*-систему осуществлялся на основе построения калибровочных зависимостей для поля в галактике IC10, где мы выполнили фотометрию одних и тех же звезд как с ACS/WFC, так и с WFPC2 камерами. Для получения цветовых зависимостей было использовано 60 калибровочных звезд с $0 < (V-I) < 5$. Точность перевода

звездных величин равна $0^m.03$ для I-фильтра и $0^m.04$ для V-фильтра. Полученные уравнения перевода инструментальных звездных величин в систему *VI* Крона-Казинса были проверены нами при фотометрии звезд известных галактик (NGC 55, NGC 300) и показали хорошее соответствие полученных результатов с результатами других авторов. Далекие галактики фона, звезды, неразрешенные из-за переналожения изображений близких соседей, и звезды, испорченные за счет дефектов матрицы, исключались из конечного списка звезд на основе сравнения их профилей со стандартным PSF-профилем звезды. Оставленные в списке звезды имели параметры $|\text{SHARP}| < 0.3$ и $|\text{CH}| < 1.2$ [37].

4. *Селекция звезд.* Для обеспечения максимальной однородности выборки звезд разных полей мы проводили селекцию звезд, основываясь на следующих условиях:

а) Чтобы исключить влияние длительности экспозиции на численность найденных в поле звезд (для разных полей использовались снимки разных научных программ), мы ориентировались на результаты, полученные с самой короткой экспозицией. Для всех изученных полей одной галактики мы устанавливали одну и ту же границу по светимости звезд, слабее которой звезды не использовались, даже если они и были видны на снимках некоторых полей галактики.

б) Процедура фильтрации следов космических частиц устранила их на снимках в значительной степени, и частицы не могли исказить подсчеты плотности числа звезд при фотометрии в густых звездных полях. Однако при фотометрии разреженных звездных полей численность не устраненных следов космических частиц (т.е. фиктивных звезд) сравнима с численностью реальных слабых звезд. Это ведет к мнимому уменьшению градиентов звездной плотности исследуемых полей. Чтобы исключить этот эффект, нам пришлось использовать звезды на $0^m.5$ звездной величины более яркие, чем фотометрический предел снимков, поскольку программа фильтрации частиц не в состоянии устранить самые слабые следы частиц. Такие ограничения уменьшали число звезд в используемых полях и увеличивали статистические флуктуации, но зато мы могли быть уверены, что наши результаты по измерению поверхностной плотности числа звезд не подвержены влиянию остаточных следов космических частиц.

5. Результаты фотометрии.

5.1. *Диаграммы "цвет - величина" галактик NGC 891, NGC 4144, NGC 4244.* Результаты фотометрии звезд приведены в виде диаграмм "цвет-величина" (CMD) на рис.4. Полученные диаграммы являются обычными для спиральных галактик. Существенные различия диаграмм разных полей одной галактики легко объяснимы, поскольку исследуемые поля могут захватывать как области спиральных ветвей с яркими сверхгигантами, так и

области гало, где ярчайшими звездами могут быть только AGB-звезды, но где основное, видимое на снимках население составляют красные гиганты. На всех диаграммах проведены линии, показывающие положение границы ветви красных гигантов (TRGB), используемой для определения расстояний. В наиболее бедном звездами поле S2 галактики NGC 891 видна только макушка ветви гигантов

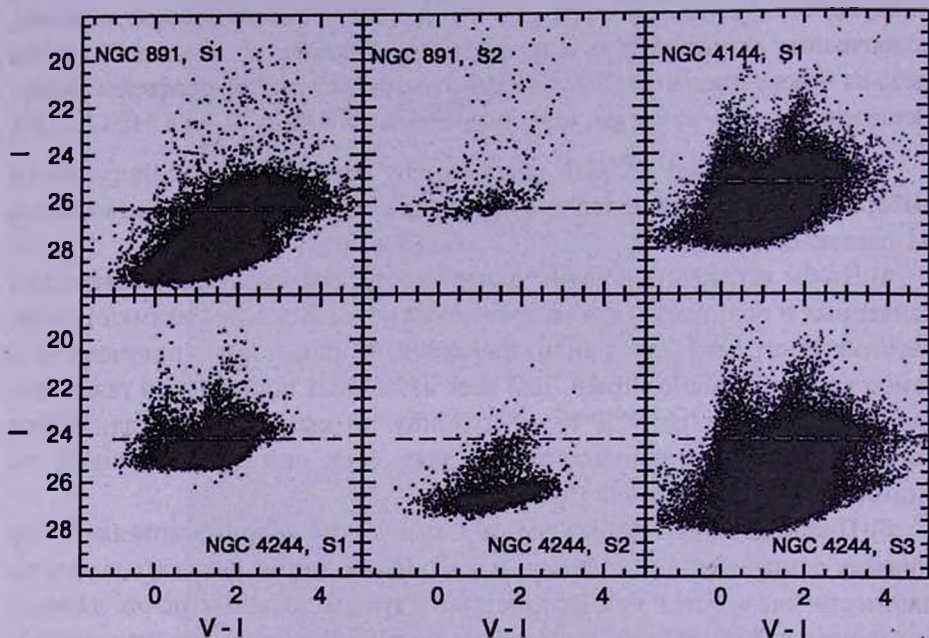


Рис.4. Диаграммы цвет-величина для всех полей изученных галактик. Пунктирная линия отмечает положение вершины ветви красных гигантов (TRGB).

при $(V-I) = 1.5$ и сравнимое количество фоновых звезд. Из-за близости фотометрического предела снимков к светимости изучаемых звезд, мы ослабили для этого единственного случая наши критерии отбора звезд, исходя из реального предположения о больших ошибках фотометрии этих слабых звезд. Для этого поля наши критерии были: $1.0 < (V-I) < 2.2$, $I > 25.7$.

5.2. Определение расстояний. Присутствие звезд ветви красных гигантов на полученных нами диаграммах "цвет-величина" (рис.4) позволяет найти точные расстояния до галактик, используя TRGB-метод [41].

Для вычисления расстояний мы использовали одно или два поля в каждой галактике, избегая областей звездообразования с яркими сверхгигантами и выбирая области с большим числом красных гигантов для того, чтобы уменьшить статистическую ошибку определения границы ветви гигантов. Использовались поля: S2 в NGC 891 (рис.1), S1 в NGC 4144 (рис.2), S1, S2 и S3 в NGC 4244 (рис.3). Функция светимости в I -фильтре звезд каждого поля имеет скачок, который соответствует началу ветви красных гигантов (рис.5). Зная видимую звездную величину красных

гигантов на вершине этой ветви, можно определить расстояния до галактик TRGB-методом [41]. Одновременно с определением расстояния измерялась средняя металличность красных гигантов в исследуемой области галактики. Следует отметить, что из-за градиентов металличности красных гигантов вдоль

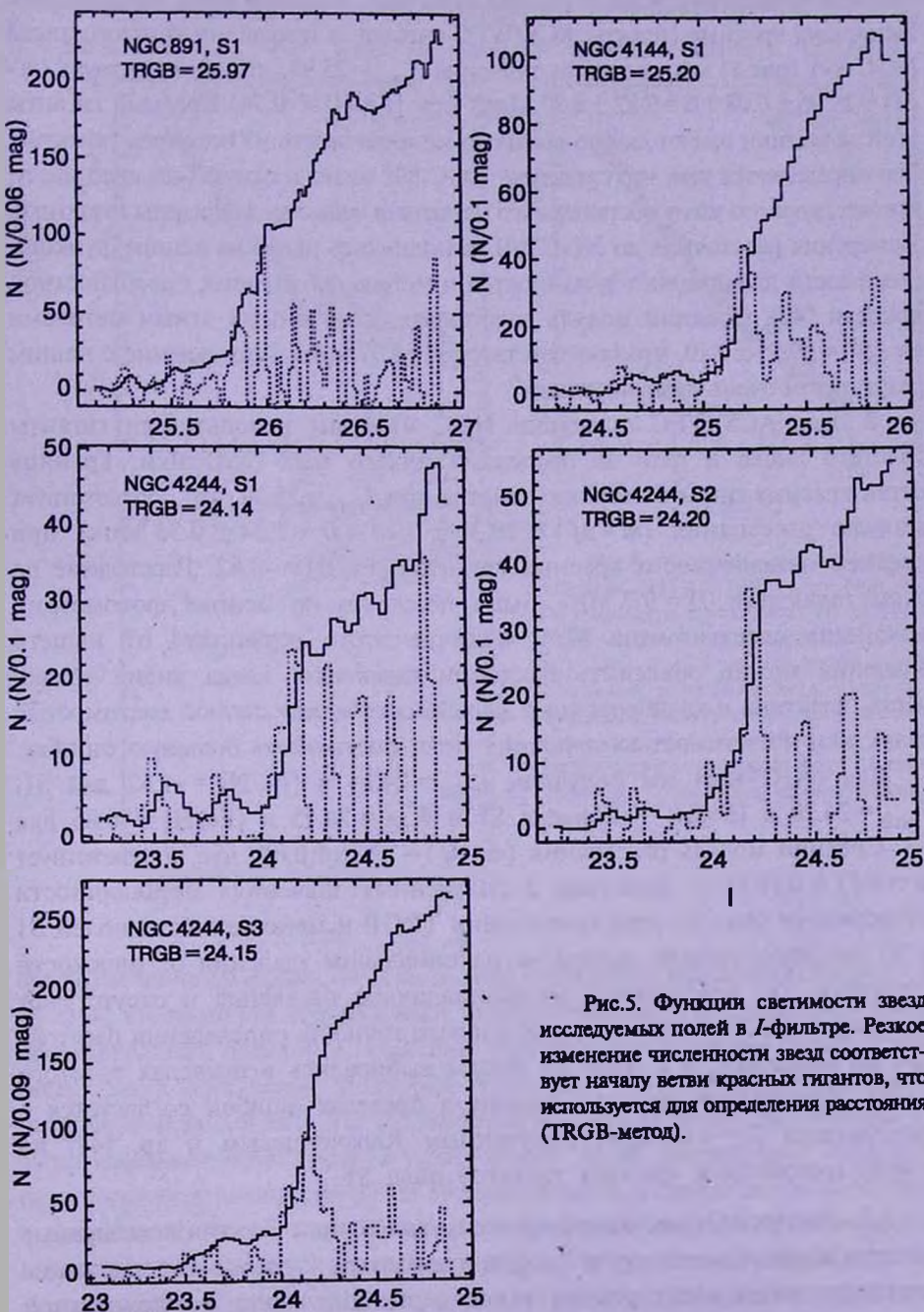


Рис.5. Функции светимости звезд исследуемых полей в I -фильтре. Резкое изменение численности звезд соответствует началу ветви красных гигантов, что используется для определения расстояния (TRGB-метод).

радиуса галактики полученные нами локальные значения металличности нельзя считать металличностью красных гигантов всей галактики и использовать их для построения глобальных статистических зависимостей параметров галактик. Это замечание не относится к карликовым иррегулярным галактикам, где градиент металличности вдоль радиуса галактики, вероятно, очень незначителен. Используя красные гиганты ACS/WFC снимка за пределами толстого диска NGC 891 (рис.1) мы получили значение $I_{TRGB} = 25.97$, что соответствует $(m - M) = 29.96 \pm 0.08$ ($D = 9.82 \pm 0.37$ Мпк) при $[Fe/H] = -0.74$. Красные гиганты этой галактики имеют самую высокую металличность из всех трех галактик. Это определяется тем, что галактика NGC 891 имеет и самую большую массу, препятствующую уходу обогащенного металлами вещества за пределы галактики. Измерения расстояния до NGC 891 выполнялись ранее на основе функции светимости планетарных туманностей и метода флуктуации поверхностной яркости [42]. Средний модуль расстояния, полученный этими методами $(m - M) = 29.95 \pm 0.10$, что соответствует $D = 9.77$ Мпк. Расхождение с нашим результатом очень незначительно.

В поле ACS/WFC галактики NGC 4144 мы использовали гиганты толстого диска и гало за пределами яркого тела галактики. Граница ветви красных гигантов хорошо заметна при $I_{TRGB} = 25.20$, что соответствует модулю расстояния $(m - M) = 29.30 \pm 0.10$ ($D = 7.24 \pm 0.35$ Мпк) при средней металличности красных гигантов $[Fe/H] = -0.82$. Расстояние до этой галактики $D = 9.7$ Мпк было получено на основе фотометрии ярчайших сверхгигантов [43]. Отличие этого результата от нашего значения можно объяснить наклоном галактики, когда видна только часть галактики и калибровочные зависимости между полной светимостью галактики и светимостью ярчайших звезд могут иметь большую ошибку.

Для NGC 4244 мы получили $I_{TRGB} = 24.14$ и $[Fe/H] = -1.62$ для S1, $I_{TRGB} = 24.20$ и $[Fe/H] = -1.66$ для S2 и $I_{TRGB} = 24.15$ и $[Fe/H] = -0.85$ для S3. Средний модуль расстояния $(m - M) = 28.16 \pm 0.08$, что соответствует $D = 4.33 \pm 0.16$ Мпк. Различия в полученных значениях металличности объясняются тем, что при вычислении TRGB и металличности полей S1 и S2 мы использовали звезды на максимальном удалении от плоскости галактики, где наблюдается малометалличное население и отсутствуют более яркие AGB-звезды. Это увеличивало точность определения расстояния до галактики, а в поле S3 звезды выбирались в пределах толстого диска. Измеренное нами расстояние в пределах ошибок согласуется с расстоянием $D = 4.49$ Мпк, полученным Караченцевым и др. [44] на основе фотометрии красных гигантов поля S1.

5.3. Распределение звезд по телу галактик. Все три исследуемые галактики видны почти точно с ребра, и мы могли изучить в них изменение плотности числа звезд разных типов перпендикулярно экваториальной

плоскости галактики, то есть вдоль оси Z (рис.6, 7, 8). Основная трудность, которую нам пришлось преодолеть при подготовке результатов - разбросанность и разрывность полей наблюдений, которые мы использовали для изучения пространственного распределения звезд. При интерполяции результатов плотности числа звезд различных подсистем мы исходили из предположения, что толстые диски и гало имеют гладкую,

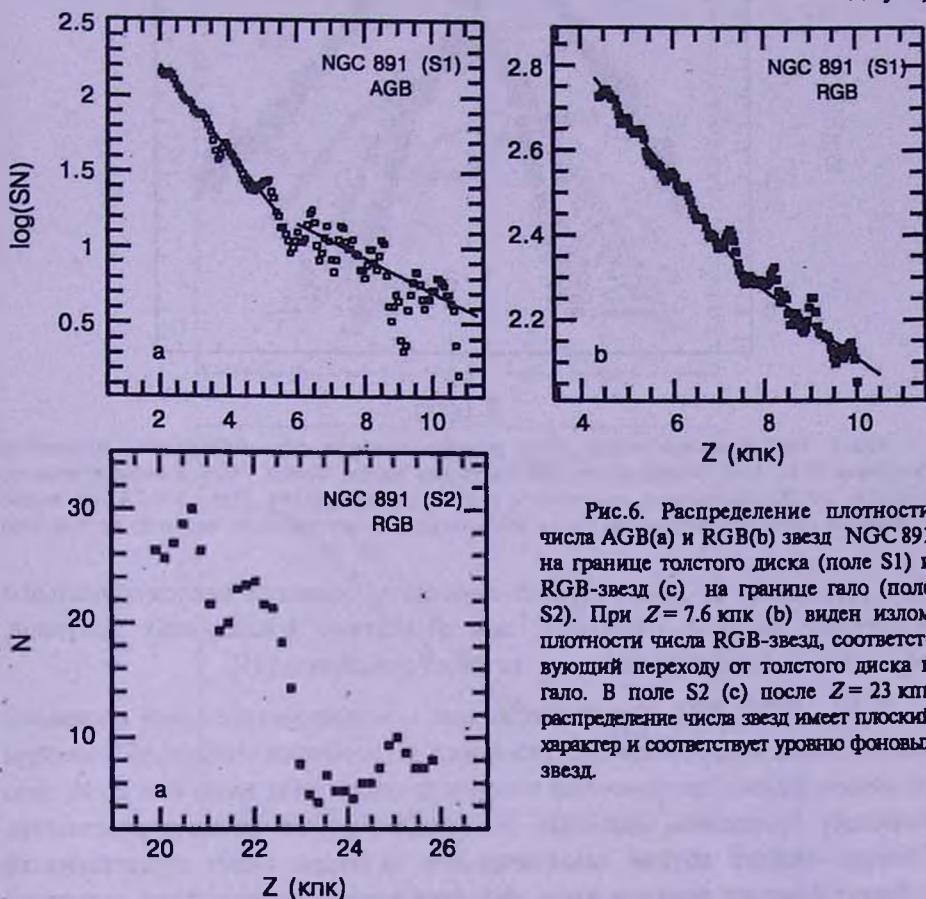


Рис.6. Распределение плотности числа AGB(a) и RGB(b) звезд NGC 891 на границе толстого диска (поле S1) и RGB-звезд (c) на границе гало (поле S2). При $Z = 7.6$ кпк (b) виден излом плотности числа RGB-звезд, соответствующий переходу от толстого диска к гало. В поле S2 (c) после $Z = 23$ кпк распределение числа звезд имеет плоский характер и соответствует уровню фоновых звезд.

осесимметричную форму, без каких-либо приливных искажений. На рис.7 и 8 видно, что хаотические флуктуации звездной плотности, наблюдаемые вблизи экваториальной плоскости галактики, исчезают при удалении от плоскости галактики, а зависимость "плотность числа звезд - Z -координата" принимает экспоненциальный вид. Это объясняется тем, что на малых расстояниях от экваториальной плоскости экранирование звезд газопылевой материей галактики существенно уменьшает светимость звезд, а слабые звезды перестают быть видимы. Кроме того, вблизи экваториальной плоскости наблюдается избыточная поверхностная плотность звезд. В этих условиях автоматическая программа фотометрии DAOPHOT перестает распознавать изображения близко

расположенных звезд и не включает их в список. Две названные причины ведут к фиктивному уменьшению вычисляемой звездной плотности, что мы и наблюдаем на рис.7 и 8 при малых расстояниях от галактической плоскости.

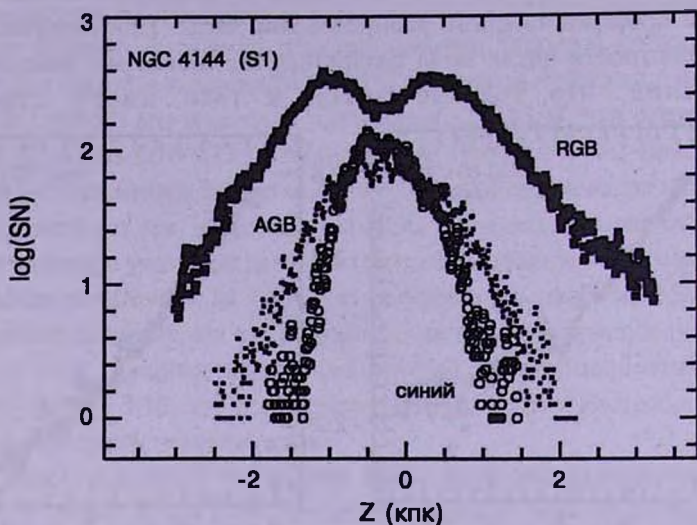


Рис.7. Распределение числа звезд разного возраста перпендикулярно плоскости галактики NGC 4144. Открытые кружки - молодые звезды. Точки - звезды промежуточного возраста (AGB). Сплошные квадраты - старые звезды (RGB). При $Z = 2.4$ кпк видно изменение градиента плотности числа RGB-звезд, соответствующее переходу от толстого

Для удаленных от галактической плоскости областей экспоненциальное изменение звездной плотности, при отсутствии искажающих факторов, указывает на дисковый характер звездных подсистем [45].

5.3.1. *NGC 891*. Как видно на рис.1, используемые нами площадки расположены вдоль малой оси галактики. Ориентация снимка ACS-камеры не совсем удобна для подсчетов плотности числа звезд вдоль оси Z , но зато позволяет проследить изменение этой плотности на большое расстояние. Область снимка вблизи галактического экватора имеет существенный дефицит красных гигантов из-за эффектов экранирования телом галактики противоположной части диска и гало, поэтому мы наблюдаем там провал плотности числа красных гигантов. Аналогичный, но меньший провал плотности наблюдается и для более ярких AGB-звезд. Мы исключили эти области поглощения на графике распределения плотности числа звезд вдоль оси Z , чтобы нагляднее представить поведение плотности числа AGB и RGB-звезд на границе толстого диска и гало (рис.6). Более подробно поведение видимой плотности числа звезд разных типов вблизи экваториальной плоскости приведено далее, на примере галактик NGC 4144 и NGC 4244 (рис.7 и 8). В спиральных галактиках граница тонкого диска определяется областью распространения газопылевых облаков и молодых звезд. Эта граница в NGC

891 находится за пределами того интервала по Z -координате, который представлен на графике рис.6. То есть, все AGB и RGB-звезды, распределение которых представлено на рис.6, принадлежат толстому диску и гало. AGB-звезды в диске NGC 891 проявляют резкое падение численности по Z -координате и за пределами $Z=6$ кпк (рис.6a) их численность незначительна. RGB-звезды

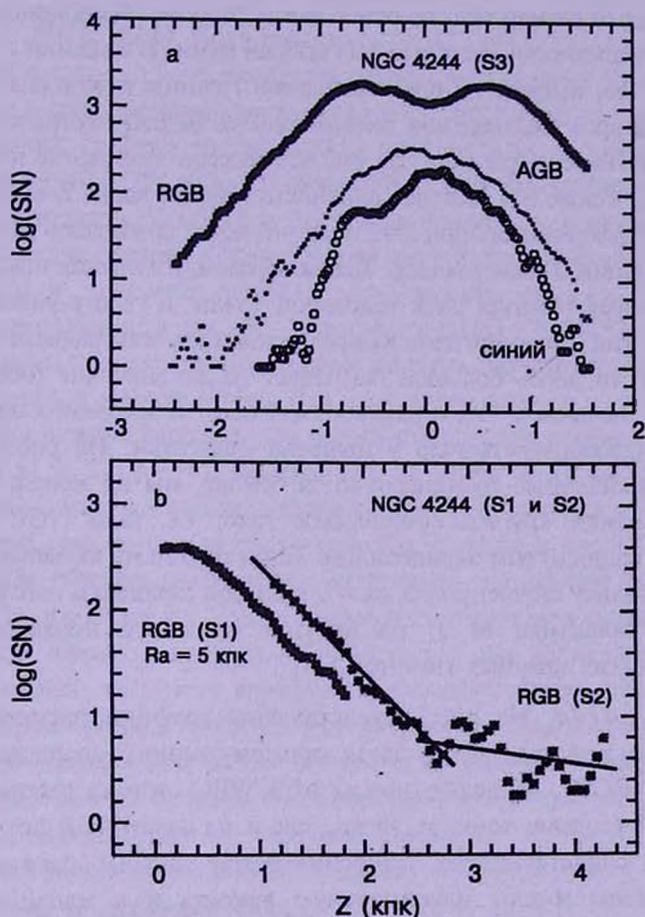


Рис.8. (а) То же, что на рис.7, но для галактики NGC 4244. Видно, что граница толстого диска находится за пределами поля S3. (б) Распределение старых (RGB) звезд в полях S1 и S2, перпендикулярно плоскости галактики. При $Z=2.7$ кпк в распределении плотности числа звезд поля S2 виден переход от толстого диска к гало.

уменьшают свою численную плотность существенно медленнее и точка изменения градиента их плотности, т.е. граница толстого диска, становится малозаметной (рис.6b). Вероятно, дело в том, что массивные галактики, видимые с ребра, имеют гало с большим градиентом звездной плотности, сравнимым с градиентом плотности звезд толстого диска, и выявление в таких галактиках точки излома плотности числа звезд является непростой задачей.

На рис.6b у RGB-звезд излом градиента плотности наблюдается при

$Z=7.6$ кпк. По аналогии с результатами у видимых плашмя галактик [15] точка излома плотности красных гигантов определяет границу толстого диска и начало более протяженного гало. Вычислив градиент плотности RGB-звезд по начальному участку гало, мы экстраполировали изменения звездной плотности до нулевых значений плотности числа звезд. Таким образом, мы вычислили, что предполагаемый размер гало по оси Z равен 26.9 кпк. Экспоненциальный характер падения плотности звезд гало был выбран нами по аналогии с толстым диском. К счастью, именно на предполагаемой границе гало нашлось поле WFPC2 (S2), которое подтвердило правомерность нашей экстраполяции и позволило уточнить размеры гало. На рис.6с показано поведение плотности числа RGB-звезд в поле S2. Звездная плотность убывает вдоль Z -координаты и падает до фоновых значений при $Z=23$ кпк, что почти совпадает с результатом нашей экстраполяции о размерах гало. Таким образом, измерения показывают, что NGC 891 имеет толстый диск толщиной 15 кпк и гало с размером по Z -координате 46 кпк. Если исходить из предположения, что градиент падения звездной плотности вдоль большой оси имеет то же значение (обычно он имеет меньшее значение), что и вдоль малой оси, то из такого предположения следует сплюснутость гало у полюсов галактики. На рис.1 видно, что, принимая найденные границы гало за основу, мы не можем вписать в размеры галактики круглое сферическое гало, т.е. гало NGC 891 по форме является сплюснутым эллипсоидом. Такая форма не является неожиданностью, поскольку сплюснутость гало у полюсов галактики наблюдается, вероятно, и в галактике M 31 на рисунке видимого поверхностного распределения ярких красных гигантов [46].

5.3.2. *NGC 4144*. На рис.7 представлены графики распределения плотности числа молодых звезд, звезд промежуточного возраста (AGB) и старых звезд (RGB). Молодые звезды ACS/WFC снимка распределены как на внешней стороне тонкого диска, так и на некоторой оптической глубине, о чем свидетельствует уширение ветви голубых сверхгигантов (рис.4). Эти звезды имеют максимальную яркость и в малой степени подвержены воздействию яркости и неравномерности фона вблизи экваториальной плоскости. Это видно на графике рис.7, где в распределении голубых звезд не заметно уменьшения их поверхностной плотности вблизи экваториальной плоскости галактики. Звезды промежуточного возраста (AGB) имеют меньший градиент падения плотности, чем молодые звезды, и простираются от плоскости галактики на большие расстояния, чем молодые звезды. Наиболее многочисленные звезды - красные гиганты - имеют наименьший градиент падения численной плотности. При расстоянии от галактической плоскости $Z=2.4$ кпк у NGC 4144 наблюдается излом градиента плотности числа RGB-звезд, как и в галактике NGC 891.

Эту точку мы принимаем за границу толстого диска. При дальнейшем удалении от галактической плоскости, в области гало, экстраполяция экспоненциального падения плотности числа звезд дает возможность вычислить границу гало ($Z = 5.4$ кпк). Так же, как и для галактики NGC 891, гало NGC 4144 имеет сплюснутую у полюсов галактики форму.

5.3.3. *NGC 4244.* Хотя галактика NGC 4244 похожа на NGC 4144 как по морфологии, так и по звездному составу, между ними имеются некоторые различия в соотношениях параметров внешних звездных структур. На рис.8 представлены графики распределения плотности звезд разного возраста. Так же, как и в NGC 4144 молодые звезды NGC 4244 концентрируются в наиболее узкой экваториальной области. Звезды промежуточного возраста имеют более широкое распределение, а старые звезды имеют минимальный градиент падения плотности и занимают наиболее протяженную область. Различие между галактиками состоит в том, что на графике (рис.8а) у NGC 4244 не наблюдается точки излома плотности числа красных гигантов, что соответствовало бы границе между толстым диском и гало. Для выяснения вопроса о существовании или отсутствии в этой галактике гало мы изучили распределение красных гигантов в полях S1 и S2 WFPC2 камеры (рис.3). Поле S1 не выходит за пределы диска NGC 4244, и в распределении численности красных гигантов незаметно изменение градиента плотности (рис.8б). Однако в поле S2 распределение RGB-звезд обнаруживает резкое изменение плотности числа звезд вдоль оси Z . До значения $Z=2.7$ кпк градиент соответствует градиенту изменения плотности числа звезд поля ACS/WFC, но при дальнейшем удалении от галактической плоскости градиент испытывает резкое изменение, то есть наблюдается граница толстого диска (рис.8б). Переход от толстого диска к гало происходит при малых значениях звездной плотности. Границу гало ($Z=8$ кпк) можно оценить приближенно, вследствие недостатка данных, но существование гало не вызывает сомнения. Таким образом, галактика NGC 4244 имеет толстый диск толщиной 5.4 кпк и гало, с низкой звездной плотностью и размером 16 кпк.

6. *Наблюдаемая модель звездного строения спиральной галактики.* Ранее, на основе изучения звездного населения трех спиральных галактик мы представили модель звездного строения спиральной галактики [15]. В этой модели мы рассмотрели изменение поверхностной плотности числа разных типов звезд вдоль радиуса галактики, от балджа до гало. Было показано, что границы тонкого диска хорошо оконтуриваются областью распределения молодых звезд. Граница толстого диска и гало определяется по точке излома градиента поверхностной плотности старых звезд - красных гигантов. Однако, из-за отсутствия данных, мы не могли в этой модели подробно представить распределение разных типов звезд перпендикулярно плоскости галактики. Но именно такие

характеристики и дают представление о трехмерной форме галактик. В данной работе мы взяли за основу эту, уже упоминавшуюся модель, но добавили в нее наши новые результаты по исследованию распределения звезд в галактиках вдоль оси Z (рис.9). Качественно, распределения звезд как вдоль радиуса галактики, так и вдоль оси Z похожи друг на друга. Молодые звезды занимают область тонкого диска, звезды промежуточного возраста образуют структуру большего размера, а старые звезды образуют толстый диск и гало.

В данную модель укладываются и результаты строения трех массивных нерегулярных галактик, IC 10, M 82, NGC 3077, где мы нашли существование и толстых дисков, и гало. Подобную, на первый взгляд, модель строения спиральных галактик можно найти во многих учебниках. Различия состоят в том, что представляемые ранее модели звездного строения спиральных галактик в значительной степени построены либо на основе пространственного строения единственной Галактики, либо на умозрительных предположениях, без приведения ссылок на конкретные исследования. Представляя

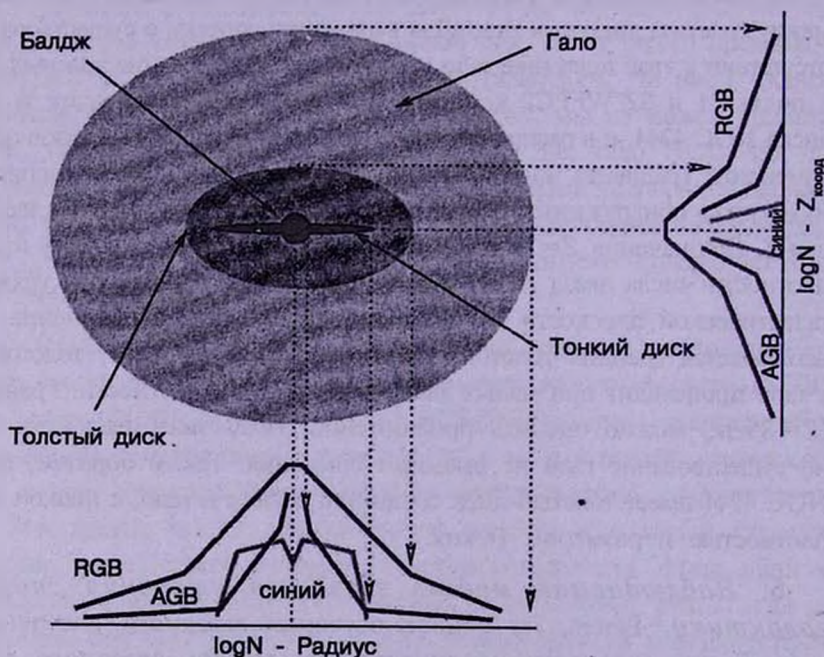


Рис.9. Трехмерная модель распределения плотности числа звездного населения вдоль радиуса и оси Z в спиральной галактике. Плотности разных типов звезд представлены в относительных единицах. Абсолютные размеры гало по Z -координате изменяются в пределах от 8 до 25 кпк индивидуально в каждой галактике.

согласующиеся между собой результаты звездного строения большого числа спиральных галактик, мы надеемся, что полученные нами наблюдательные данные будут способствовать созданию теоретических моделей происхождения и эволюции спиральных и нерегулярных галактик.

7. *Обсуждение.* Разрешение галактик на звезды дает возможность исследовать в галактиках пространственное распределение звезд разных типов, как молодых, так и звезд промежуточного возраста или старых звезд. Возможность селекции звезд по их типам принципиально отличает метод подсчета звезд от методов поверхностной фотометрии, поскольку дает возможность разделять звезды разной светимости и возраста, но подобного цвета (например, AGB и RGB). Второй особенностью метода подсчета звезд является возможность выделить пространственные структуры очень низкой поверхностной яркости, что пока технически недоступно методам поверхностной фотометрии. Мы использовали указанные преимущества, чтобы выяснить состав и протяженность звездных структур трех видимых с ребра спиральных галактик. При исследовании этих галактик, NGC 891, NGC 4144 и NGC 4244, выяснилось, что хотя морфологически все они имеют одинаковую структуру - тонкий диск, толстый диск и гало, но относительные размеры толстого диска и гало изменяются в больших пределах. Также не остается постоянной и поверхностная яркость гало на границе с толстым диском. Если в NGC 891 гало простирается до размера $Z=23$ кпк и имеет высокую поверхностную яркость, то в NGC 4244 гало имеет в три раза меньшие размеры и низкую поверхностную яркость, послужившую препятствием для его обнаружения методами поверхностной фотометрии [36]. Принимая во внимание случайный выбор галактик, а также тот факт, что ранее мы уже выявили толстые диски и гало в трех спиральных галактиках, можно с большой вероятностью считать, что толстые диски и гало, состоящие из старых звезд, являются обязательной составной частью спиральных галактик. Кроме указанных в данной статье галактик, совершенно аналогичную структуру имеют видимые с ребра галактики IC 2233, IC 5052 и NGC 4631, что увеличивает статистическую значимость полученных нами результатов. Естественно, что процесс взаимодействия галактик может исказить звездную структуру, и к таким галактикам наши выводы неприменимы.

8. *Заключение.* На основе метода численного подсчета звезд проведено исследование звездных структур трех спиральных галактик, видимых с ребра. Изучение звездного населения разного возраста позволило получить следующие результаты:

а) Впервые, в галактиках NGC 891, NGC 4144 и NGC 4244 выявлены толстые диски и гало, состоящие главным образом из красных гигантов. Определены параметры найденных звездных подсистем.

б) Подтверждено найденное нами ранее различие градиентов звездной плотности толстого диска и гало, что дает возможность объективно определять их пространственные размеры.

в) Установлено, что гало спиральных галактик имеет сплюснутую у

полюсов галактик форму, что указывает, вероятно, на его вращение.

г) Впервые определены расстояния до галактик NGC 891 и NGC 4144 на основе фотометрии красных гигантов.

д) На основании полученных результатов представлена модель звездного строения спиральных галактик. Применение метода подсчета звезд показало, что измерения звездной плотности можно успешно использовать для выделения звездных подсистем и установления границ дисков и гало.

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 03-02-16344.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: ntik@sao.ru; dolly@sao.ru

STELLAR DISKS AND HALOS OF THE EDGE-ON SPIRAL GALAXIES: NGC 891, NGC 4144, NGC 4244

N.A.TIKHONOV, O.A.GALAZUTDINOVA

The results of the stellar photometry of the images ACS/WFC and WFPC2 of the HST telescope are used to study stellar populations and spatial distribution of stars in three edge-on galaxies: NGC 891, NGC 4144, NGC 4244. The measuring of the number density of the old stars revealed two stellar substructures in these galaxies: thick disk and halo. The borders of these substructures, consisting mainly of red giants, are determined by the change of number density gradient of the old stars. The revealed halos have flattened shapes and extend up to 25 kpc from the galaxy planes. The obtained results of number density distribution of different type stars perpendicular to the galaxy planes allow us verify our stellar model of spiral galaxies. Using the determination of the tip red giant branches (TRGB method) we have derived the following distances: $D=9.82$ Mpc (NGC 891), $D=7.24$ Mpc (NGC 4144), $D=4.29$ Mpc (NGC 4244).

Key words: *galaxies:spiral - galaxies:individual:NGC891, NGC4144, NGC4244*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.Vallenari, G.Bertelli, L.Schmidtobreick*, *Astron. Astrophys.*, **361**, 73, 2000.
2. *J.X.Prochaska, S.O.Naumov, B.W.Carney, A.McWilliam, A.M.Wolfe*, *Astron. J.*, **120**, 2513, 2000.
3. *M.Chiba, T.C.Beers*, *Astron. J.*, **119**, 2843, 2000.
4. *M.Zoccali, A.Renzini, S.Ortolani et al.*, *astro-ph/0210660*, 2002.
5. *B.F.Williams*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **331**, 293, 2002.
6. *J.F.Rowe, H.B.Richer, J.P.Brewer, D.R.Grabtree*, *astro-ph/0411095*, 2004.
7. *J.M.Schombert, G.D.Bothum*, *Astron. J.*, **93**, 60, 1987.
8. *J.J.Dalcanton, R.A.Bernstein*, *Astron. J.*, **124**, 1328, 2002.
9. *D.Minniti, A.A.Zijlstra*, *Astrophys. J.*, **467**, 13, 1996.
10. *D.Minniti, A.A.Zijlstra, M.V.Alonso*, *Astron. J.*, **117**, 881, 1999.
11. *Н.А.Тихонов*, Диссертация, Санкт-Петербург, Россия, 2002.
12. *Н.А.Тихонов*, *Астрон. ж.*, (в печати), 2005.
13. *Н.А.Тихонов*, *Астрон. ж.*, (в печати), 2005.
14. *I.Drozдовsky, N.Tikhonov, R.Schulte-Ladbeck*, "The Outer Stellar Edges of Irregular Galaxies: IC10 and LeoA", *STScI May*, 2003.
15. *Н.А.Тихонов, О.А.Галазутдинова, И.О.Дроздовский*, *Astron. Astrophys.*, accepted, 2004.
16. *J.J.Gonzalez*, PhD thesis Univ. California, Santa Cruz, 1993.
17. *M.Cantiello, G.Raimondo, E.Brocato, M.Capaccioli*, *Astron. J.*, **125**, 2783, 2003.
18. *L.Pasquini, P.Bonifacio, S.Randich, D.Galli, R.G.Gratton*, *astro-ph/0407524*, 2004.
19. *J.C.Howk, B.D.Savage*, *Astron. J.*, **114**, 2463, 1997.
20. *P. van der Kruit, L.Searle*, *Astron. Astrophys.*, **95**, 116, 1981.
21. *S.Garcia-Burillo, M.Guelein, J.J.Cernicharo, M.Dahlem*, *Astron. Astrophys.*, **266**, 21, 1992.
22. *R.A.Swaters, R.Sancisi, J.M. van der Hulst*, *Astrophys. J.*, **491**, 140, 1997.
23. *F.Flaternali, T.Oosterloo*, *Recycling Intergalactic and Interstellar Matter IAU Symposium Ser.*, v.217, *astro-ph/0310799*, 2004.
24. *F.Flaternali, T.Oosterloo, R.Sancisi, R.Swaters*, *astro-ph/0410375*, 2004.
25. *M.C.Martin*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **131**, 77, 1998.
26. *E.M.Xilouris, P.B.Atkon, J.I.Davies et al.*, *Astron. Astrophys.*, **331**, 894, 1998.
27. *L.Spitzer*, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, -New York, Wiley-Interscience, 1978, p.162.
28. *D.A.Hunter, J.S.III.Gallagher*, *Astron. J.*, **90**, 1789, 1985.
29. *A.Alonso-Herro, J.H.Knapen*, *Astron. J.*, **122**, 1350, 2001.
30. *I.Garcia-Ruiz, R.Sancisi, K.Kuijken*, *Astron. Astrophys.*, **394**, 769, 2002.
31. *R.A.Swaters, T.S. van Albada, J.M. van der Hulst, R.Sancisi*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 829, 2002a.
32. *R.A.Swaters, M.Balcells*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 863, 2002b.
33. *E.Hummel, R.Sancisi, R.D.Ekers*, *Astron. Astrophys.*, **133**, 1, 1984.
34. *R.P.Olling*, *Astron. J.*, **112**, 457, 1996.
35. *K.Kodaira, T.Yamashita*, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **48**, 581, 1996.

36. *A.M.Fry, H.L.Morrison, P.Harding, T.A.Borason*, *Astron. J.*, **118**, 1209, 1999.
37. *P.B.Stetson*, *Users Manual for DAOPHOT II*, 1994.
38. *A.E.Dolphin*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **112**, 1383, 2000.
39. *J.A.Holtzmann, J.J.Hester, S.Casertano*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **107**, 156, 1995a.
40. *J.A.Holtzmann, C.J.Burrows, S.Casertano et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **107**, 1065, 1995b.
41. *M.G.Lee, W.L.Freedman, B.F.Madore*, *Astron. J.*, **417**, 553, 1993.
42. *L.Ferrarese, J.R.Mould, R.C.Kennicutt et al.*, *Astrophys. J.*, **529**, 745, 2000.
43. *I.D.Karachentsev, I.O.Drozdovsky*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **131**, 1, 1998.
44. *I.D.Karachentsev, M.E.Sharina, A.E.Dolphin et al.*, *Astron. Astrophys.*, **398**, 467, 2003.
45. *R. de Grijs, P.C. van der Kruit*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **117**, 19, 1996.
46. *D.Zucker, A.Kniazev, E.Bell et al.*, *Astrophys. J.*, **612**, L117, 2004.
47. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.

УДК: 524.74

СВОЙСТВА ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК В РАДИОКОНТИНУУМЕ. II. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Р.А.КАНДАЛЯН

Поступила 21 июля 2004

Принята к печати 17 января 2005

Обсуждаются свойства ОН-мегамазерных галактик в радиоконтинууме. Многие радиоисточники в ОН-мегамазерных галактиках показывают относительно плоские ($\alpha \geq -0.5$) радиоспектры между частотами 1.49 и 8.44 ГГц, а также высокие яркостные температуры ($T_b \geq 10^4$ К). В этих галактиках плотности потоков в линии и радиоконтинууме не коррелированы. Радиоизлучение в континууме у ОН-мегамазеров, в основном, является нетепловым и связано либо с активностью ядра, либо с компактным звездообразованием. В этих галактиках тепловым компонентом радиоизлучения можно пренебречь. Наблюдаемые плоские радиоспектры и высокие яркостные температуры предполагают наличие активного ядра в этих галактиках, хотя часть мегамазеров может быть связана с компактным звездообразованием.

1. *Введение.* Мегамазерное излучение гидроксила (ОН) обнаружено среди мощных инфракрасных галактик. Галактики с мегамазерным излучением имеют либо активное ядро (AGN), либо высокую степень активности звездообразования (SB) в центральной части галактики. Активное ядро и активное звездообразование могут производить излучения во всем спектре электромагнитных волн. Оба источника энергии могут существовать в одной и той же галактике. Однако только на основе качественного анализа можно заключить, какой источник энергии является основным в той или иной галактике. Кондон и др. [1] полагают, что радио и инфракрасное излучения этих галактик можно объяснить с помощью компактного звездообразования. Однако Сандерс и др. [2] полагают, что активное ядро может быть ответственным за инфракрасное излучение этих галактик. Яркостные температуры AGN и SB галактик в радиодиапазоне различны. Максимальная яркостная температура SB галактик составляет 10^5 К ([1], см. также раздел 5). Свойства ОН-мегамазерных галактик в радиоконтинууме были исследованы в работах [3-5], однако радиоданные, использованные в этих работах, были получены с помощью радионаблюдений с невысоким угловым разрешением. В этой связи основной целью данной работы является исследование свойств ОН-мегамазерных галактик в радиоконтинууме, основанных на наблюдениях с высоким разрешением ($\sim 1''$). В частности, нас интересуют спектральные индексы и яркостные температуры этих галактик, а также механизмы радиоизлучения. Какова роль AGN или SB в этих галактиках? Вопросы связи

радио-FIR и радиоконтинуум-мазерное излучение также будут обсуждаться. Настоящая работа является первой попыткой исследовать свойства мегамазеров в радиоконтинууме, основанных на радионаблюдениях с высоким разрешением. В первой части этой работы [6] были приведены результаты VLA-A наблюдений 30 ОН-мегамазеров на частоте 1.49 ГГц. Эти результаты, наряду с другими данными, будут использованы в нашем дальнейшем анализе.

В разделе 2 мы обсудим спектральные индексы ОН-мегамазеров. В разделе 3 обсуждается связь радио-инфракрасное излучение. Раздел 4 посвящен анализу связи мазерной радиолинии и радиоконтинуума. В разделе 5 обсуждаются результаты анализа спектральных индексов и яркостных температур, а также вопросы механизмов радиоизлучения.

2. Спектральные индексы. Для ОН-мегамазеров (см. [6], табл.1) средний спектральный индекс между частотами 1.49 и 8.44 ГГц составляет -0.35 ± 0.06 , а между частотами 1.49 и 5 ГГц он равен -0.38 ± 0.06 . Видно, что эти спектральные индексы мало отличаются, поэтому мы можем рассмотреть измеренные спектральные индексы мегамазеров вместе со средним значением $\langle \alpha \rangle = -0.36 \pm 0.04$ ($N=22$). Для выборки 13 ОН-мегамазеров средний спектральный индекс составляет -0.4 [1], что очень близко к нашему результату.

Многие ОН-мегамазеры имеют относительно плоские спектры ($\alpha \geq -0.5$) [6] между частотами 1.49 и 8.44 ГГц. Доля галактик с плоским или крутым ($\alpha < -0.5$) спектром среди AGN и SB групп почти одинакова, хотя число галактик в каждой группе недостаточно для достоверной статистики. Среди AGN ($S1+S2+L$) доля галактик с $\alpha \geq -0.5$ составляет $9/13 = 0.69$, а среди SB-галактик она составляет $6/8 = 0.75$. Среди AGN доля галактик с $\alpha < -0.5$ составляет $4/13 = 0.31$, а среди SB - $2/8 = 0.25$. В этой статистике 4 галактики CNS типа и 2 галактики без спектральной классификации были равномерно разделены между группами AGN и SB, а галактика IRAS 16399-0937 была включена в SB-группу. Спектральный индекс оптически тонкого синхротронного излучения может стать плоским за счет свободно-свободного поглощения или за счет синхротронного само-поглощения. В мощных инфракрасных галактиках яркостная температура теплового источника не может превосходить 300 К на частоте 8.44 ГГц [1]. Поэтому можно предполагать, что в мегамазерных галактиках тепловой компонент радиоизлучения на частотах $\nu \leq 8.44$ ГГц незначителен и синхротронное излучение доминирует (см. также раздел 5).

3. Радио-инфракрасная связь. Многие авторы [1] рассматривают параметр " q ", который представляет отношение инфракрасного излучения к радиоизлучению, как параметр, по которому можно отделить AGN от SB-галактик. Так, например, считается, что для AGN-галактик $q < 2.34$, а для SB-галактик $q \geq 2.34$. Низкое значение параметра q подразумевает,

что AGN с меньшей эффективностью производят инфракрасное излучение, чем радиоизлучение, а высокое значение q подразумевает обратное. В нашем дальнейшем анализе мы будем использовать разновидность параметра q , так называемый q' , который учитывает только плотность инфракрасного IRAS-потока на волне $60\mu\text{m}$, а не интегральную плотность потока [5]. Эта разновидность q параметра в нашем случае более подходящая, т.к. мы можем сравнить наши результаты с результатами работы [5], авторы которой довольно подробно исследовали некоторые свойства ОН-мегамазеров. Для нашей выборки 30 мегамазеров [6] связь между q и q' имеет следующий вид: $\langle q - q' \rangle = 0.17 \pm 0.01$. Среднее значение q' параметра составляет $\langle q' \rangle = 2.49 \pm 0.05$. Для Аресибо ОН обзора [5] $\langle q' \rangle = 2.19 \pm 0.03$. Видно, что разница между этими значениями существенна ($\sim 5\sigma$), что является следствием того, что авторы работы [5] использовали VLA-D радиоданные, а в наших расчетах мы использовали VLA-A радиоданные. Известно, что за счет ширины диаграммы направленности радиопотоки, измеренные с помощью VLA-D, намного превосходят потоки, измеренные с помощью VLA-A. В работе [5] граница раздела между AGN и SB-галактиками была определена как $q'_b = 2.11$, т.е. для AGN $q' < 2.11$, а для SB-галактик $q' \geq 2.11$. Анализ нашей выборки мегамазеров показывает, что все объекты, за исключением четырех источников (IRAS 02483+4302, 09320+6134, 12540+5708 и 17526+3253), превосходят, а большинство из них намного, граничное значение 2.11. Даже хорошо известная галактика с активным ядром IRAS 12540+5708 (Mkn 231) по значению q' мало отличается от 2.11. Эти результаты не согласуются с теми выводами, которые получены на основе анализа спектральных индексов и яркостных температур (см. раздел 5). В нашем дальнейшем анализе мы покажем, что параметр q' (или q) не является подходящим параметром для разделения AGN и SB-галактик.

Обычно считают, что отношение потоков (или светимостей) не зависит от красного смещения (расстояния), что не всегда верно. На самом деле отношение потоков также может быть предметом эффекта Малмквиста, т.е. может зависеть от красного смещения ввиду того, что разные астрономические обзоры имеют разные пороги чувствительности. Предположим, что F_1 и F_2 представляют плотности потоков на частотах ν_1 и ν_2 соответственно. Предположим также, что из-за эффекта Малмквиста $F_1 \propto z^m$ и $F_2 \propto z^n$, где z -красное смещение. Тогда $(F_1/F_2) \propto z^{m-n}$ зависит от красного смещения, и только если $m=n$, то это отношение не будет зависеть от z . Однако условие $m=n$ может быть действительным, если два разных обзора на разных частотах имеют одинаковые пороги чувствительности, что не всегда имеет место. Так, например, обычно радиообзоры имеют более высокую чувствительность, чем другие обзоры (IR, X-ray и

др.). Поэтому перед тем, как рассматривать отношение потоков на разных частотах для статистического анализа, необходимо удостовериться, что оно не зависит от красного смещения. Когда ν_1 и ν_2 принадлежат к одному и тому же диапазону частот, скажем, радиодиапазону, то отношение потоков может слабо зависеть от красного смещения, т.к. почти все современные радиообзоры имеют примерно одинаковые пределы чувствительности.

Возвращаясь к параметру q' , необходимо отметить, что для выборки 30 мегамазеров q' не зависит от z . Однако, если рассмотреть более полную выборку ОН-мегамазеров, для объектов которой плотность потока в линии и полуширины линии опубликованы в литературе ($N=87$) [5,7-10], то q' и z коррелированы, а, именно, коэффициент корреляции $r=-0.44$ и его значимость $p=10^{-5}$ (p - вероятность того, что корреляция между двумя переменными случайная). Эта отрицательная корреляция подразумевает, что при увеличении красного смещения q' уменьшается, т.е. на больших расстояниях радиоизлучение доминирует над инфракрасным излучением. Этот абсолютно неверный вывод полностью обусловлен эффектом Малмквиста. Кроме этого, существует и другой эффект, который может внести дополнительную неопределенность в параметр q' , а именно, отличие между разрешающими способностями инфракрасных и радионаблюдений. Вследствие этого параметр q' может представлять отношение потоков от разных областей. Исходя из вышесказанного, можно заключить, что параметр q' (или q) не является подходящим параметром для разделения галактик по типу активности, по крайней мере для выборки ОН-мегамазеров. В том случае, когда при определении параметра q' используются также данные о верхних пределах потоков, то он в меньшей степени зависит от красного смещения, в противном случае можно получить неверный результат. Любой параметр, который показывает "нестабильное" поведение даже в пределах одной и той же выборки, не может быть использован для описания свойств этой выборки. Поэтому мы не рассмотрим параметр q' в нашем дальнейшем анализе.

4. *Связь радиолинии и радиоконтинуума.* Корреляции между светимостями в разных диапазонах длин волн для ОН-мегамазеров были рассмотрены в работах [3,5,11], включая хорошо известную связь между инфракрасным и радиоизлучением. В частности, было показано, что светимости в ОН-линии и радиоконтинууме не коррелируют [3]. Поэтому в настоящей работе мы рассмотрим связь плотностей потоков ОН-линии и радиоконтинуума для выборки 87 галактик, что почти в три раза больше выборки, рассмотренной в работе [3].

На рис.1 показана связь между потоками в ОН-линии ($F_{ОН}$, в мЯн) и радиоконтинууме (F_{L49} , в мЯн) для 87 галактик. Данные радиоконтинуума

были взяты из работ [3,6,12]. Данные радиолинии были собраны из работ [3,5,7,8]. Из рис.1 видно, что плотности потоков в линии и радиоконтинууме практически не коррелированы ($r=0.32$, $p=0.07$). Однако следует отметить, что для более корректного анализа необходимо сравнивать поток линии с потоком радиоконтинуума того компонента радиоисточника, который

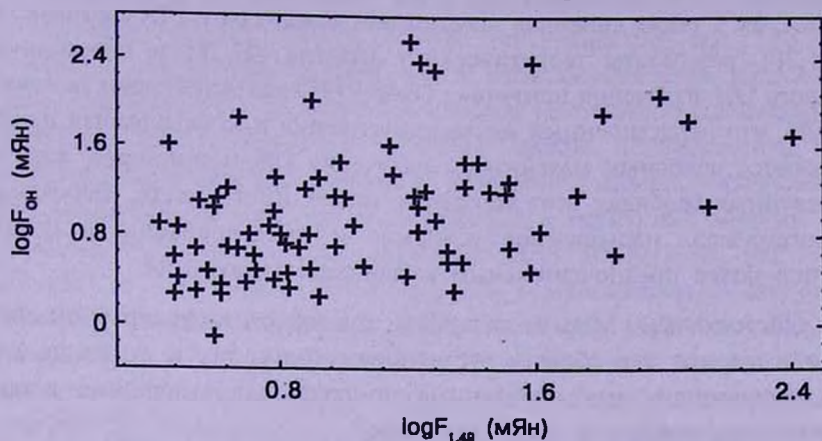


Рис.1. Связь между потоками в линии ОН и радиоконтинууме для 87 мегамазерных галактик.

окружен ОН молекулярным облаком. К сожалению, лишь небольшое число мегамазеров было исследовано с помощью VLBI [13-24]. Эти исследования показали, что радиолиния состоит из компактного (несколько пк) и протяженного (несколько десятков пк) компонентов. Кроме этого, обычно излучение радиолинии пространственно не совпадает с компонентом радиоконтинуума (исключение составляют мегамазер Mkn 273 [16] и, вероятно, Agr 220 [21]). Отсутствие радиоконтинуума в молекулярном облаке предполагает, что коэффициент усиления мазерного излучения должен быть весьма высок (более 100). Это обстоятельство указывает на насыщенный механизм усиления. Отметим, что в галактике Mkn 231 мазерное излучение имеет только протяженный компонент [18,19,22] и оно может иметь ненасыщенное усиление. Лонсдейл и др. [22] предполагают, что отсутствие компактного компонента ОН-излучения может быть связано с активностью ядра, выбросы которого разрушают компактный компонент и оставляют только протяженный компонент. Заметим, что Mkn 231 показывает не только необычное мегамазерное излучение, эта галактика также уникальна в других диапазонах спектра.

Дарлинг и Джованелли [5] показали, что объекты с высоким инфракрасным излучением являются более вероятными источниками ОН-излучения, независимо от особенностей радиоизлучения. Такая особенность мегамазеров согласуется с насыщенным механизмом усиления. В галактиках с высоким инфракрасным излучением присутствие или мощность ядерного радио-

компонента (VLBI) не коррелируют с интегральной мощностью радиоизлучения [25]. Более того, радиоизлучение ядра либо не коррелирует, либо слабо коррелирует с такими характеристиками, как инфракрасная светимость, спектральный индекс, масса молекулярного газа и т.д. [25].

Результаты настоящего раздела и вышеперечисленные особенности мегамазеров, а также линейная зависимость между ОН и FIR светимостями [3,5,11,26], результаты теоретического анализа [27,28] и переменность мазерного ОН-излучения источника IRAS 21272+2514 [29] дают основание полагать, что ненасыщенный механизм усиления и инфракрасная накачка не являются основным механизмом излучения ОН-мегамазеров, хотя при определенных условиях этот механизм может иметь место. Вероятно, в ОН-мегамазерах насыщенное усиление и столкновительная накачка являются более предпочтительным механизмом излучения.

5. Обсуждение. Многие галактики с высокой инфракрасной светимостью содержат как области звездообразования, так и активное ядро. Были предприняты многочисленные попытки для выяснения вопроса об источнике энергии в этих галактиках.

Максимально возможная яркостная температура (thermal bremsstrahlung), обусловленная звездообразованием, дается формулой [1]

$$T_b(\text{max}) \leq T_e \left[1 + 10 \left(\frac{\nu}{1.49 \text{ GHz}} \right)^{0.1-\alpha} \right].$$

Принимая электронную температуру $T_e = 10^4 \text{ K}$, а спектральный индекс $\alpha = 0.7$ [25], получаем $T_b(\text{max}) \leq 10^5 \text{ K}$. Многие мегамазеры нашей выборки [6] по яркостной температуре очень близки к этому пределу, а некоторые из них даже превосходят. Поэтому в этих галактиках активное ядро может быть доминирующим (IRAS 09320+6134, 12540+5708 и 15327+2340, см., также [1,22,25]). Среди AGN (S1+S2+L) доля галактик с $T_b \geq 10^{4.5} \text{ K}$ составляет $9/16 = 0.56$, а для SB-галактик она составляет $2/11 = 0.18$. В этой статистике 6 галактик типа CNS были равномерно разделены между AGN и SB группами, а галактика IRAS 16399-0937 была включена в группу SB объектов. Ввиду того, что вычисленные яркостные температуры являются минимальными значениями истинных яркостных температур ядерных компонентов, следует ожидать, что многие источники будут существенно превосходить максимальное значение 10^5 K (так, например, IRAS 01418+1651, 11257+5850, 12243-0036, 15107+0724, 17208-0014 и др., [6], табл.1). Хорошо известно, что AGN-галактики имеют либо плоские, либо инвертированные спектральные индексы, а также высокие яркостные температуры. В связи с тем, что принципом отбора галактик настоящей выборки является ее мегамазерная активность и многие из них имеют относительно плоские спектральные индексы и

высокие яркостные температуры, можно предположить, что мегамазерная и ядерная активности взаимосвязаны.

В галактиках с $T_b \leq 10^4$ K (IRAS 13097-1531, 16399-0937, 17526+3253 и 23135+2517) могут доминировать процессы компактного звездообразования.

Наблюдения в радиоконтинууме (VLBI) ОН-мегамазерных галактик Мкп 231 и UGC 5101 показали, что в масштабе ~ 100 пк радиоизлучение этих объектов связано с AGN, а не со звездообразованием [22]. Радиоизлучение за пределами ~ 100 пк может быть обусловлено звездообразованием. Согласно [4], 74% ОН-мегамазеров показывают радиоизлучение, характерное для SB-галактик. Поэтому можно предположить, что в галактиках с высоким инфракрасным излучением мазерное излучение ОН может возникать независимо от центрального источника энергии.

Слабые радиокомпоненты галактик IRAS 10039-3338, 11257+5850, 13097-1531 и 17526+3253 [6] не связаны с мегамазерным излучением.

Оптическая классификация ОН-мегамазеров [4,30] показала, что активные (S1, S2, L) и SB-галактики доминируют в этих объектах. Доля мегамазеров, показывающих какую-либо активность ядра, составляет почти 70% [4], в то время как для ОН выборки Аресибо доля мегамазеров не зависит от спектрального типа [30]. Более того, особенности мегамазерного излучения не зависят от спектрального типа ядра [30].

Наличие высокой яркостной температуры у ряда мегамазеров подтверждает присутствие активного ядра в этих галактиках. Это обстоятельство снижает вероятность того, что определенная часть радиоизлучения в этих галактиках может состоять из теплового свободно-свободного излучения. В противном случае рентгеновское излучение мегамазеров могло быть очень высоким, что на самом деле не наблюдается [27]. Кондон и др. [1] утверждают, что у галактик с высоким инфракрасным излучением тепловое свободно-свободное излучение может составить до 12% радиоизлучения на частоте 1.49 ГГц. Следуя работе [31], мы покажем, что такая высокая доля теплового излучения маловероятна у большинства ОН-мегамазеров. Коэффициент теплового свободно-свободного излучения дается следующим выражением [31]:

$$\epsilon_\nu \sim g(\nu, T) \exp(-h\nu/kT),$$

где $g(\nu, T)$ является фактором Гаунта, табулированным в работе [32], h - постоянная Планка, а k - постоянная Больцмана. Коэффициент излучения ϵ_ν зависит от других параметров также, но эти параметры не зависят от частоты. Если предположить, что температура плазмы $T \sim 10^8$ K, то на частоте 1.49 ГГц экспоненциальный член в ϵ_ν близок к 1, а гаунт фактор ~ 10 . На рентгеновской частоте 1 кэВ экспоненциальный член составляет ~ 0.9 , а гаунт фактор ~ 1.2 . Поэтому рентгеновская светимость на 1 кэВ будет 0.11 часть радиосветимости на частоте 1.49 ГГц. Для

выборки 87 мегамазеров средняя радиосветимость на частоте 1.49 ГГц составляет 10^{30} эрг с^{-1} ГГц $^{-1}$. Если примерно 10% этого излучения обусловлено тепловым излучением, то ожидаемая монохроматическая светимость на 1 кэВ будет 10^{28} эрг с^{-1} ГГц $^{-1}$ (10^{27} эрг с^{-1} ГГц $^{-1}$ на 6 кэВ). Однако наблюдаемая рентгеновская светимость на 1 кэВ для мегамазеров на несколько порядков (более 3) ниже, чем 10^{28} эрг с^{-1} ГГц $^{-1}$ [27]. Поэтому маловероятно, что в ОН-мегамазерах примерно 10% радиоизлучения имеет тепловую природу. Водородные облака высокой поверхностной плотности ($N_H > 10^{24}$ см $^{-2}$) могут поглощать рентгеновское излучение ядра галактики, однако в галактиках с высоким инфракрасным излучением подобные плотные облака не наблюдались [33]. Кроме этого, возможное поглощение рентгеновского излучения на частоте 6 кэВ существенно ниже, чем на 1 кэВ. Настоящий анализ показывает, что в ОН-мегамазерных галактиках радиоизлучение, в основном, является нетепловым, обусловленным либо компактным звездообразованием (нетепловое радиоизлучение исходит от остатков сверхновых, связанных со звездообразованием [25]), либо активностью ядра, и тепловым компонентом радиоизлучения можно пренебречь.

6. Заключение. Многие радиоисточники в ОН-мегамазерных галактиках показывают относительно плоские ($\alpha \geq -0.5$) радиоспектры между частотами 1.49 и 8.44 ГГц, а также высокие яркостные температуры ($T_b \geq 10^4$ К). В этих галактиках не наблюдается существенная корреляция между плотностями потоков в линии и радиоконтинууме. Наблюдаемые плоские радиоспектры и высокие яркостные температуры предполагают наличие активного ядра в этих галактиках, хотя часть мегамазеров может быть связана с активным звездообразованием. Радиоизлучение в континууме у ОН-мегамазеров, в основном, является нетепловым и связано либо с активностью ядра, либо с активностью звездообразования. В этих галактиках тепловым компонентом радиоизлучения можно пренебречь.

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

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

PROPERTIES OF THE OH MEGAMASER GALAXIES IN THE RADIO CONTINUUM. II. DATA ANALYSIS

R.A.KANDALYAN

The radio continuum properties of the OH megamaser galaxies are discussed. Most of the radio sources in megamaser galaxies have comparable flat ($\alpha \geq -0.5$) radio spectra between 1.49 and 8.44 GHz, and high brightness temperature ($T_b \geq 10^4$ K). The OH line and radio continuum flux densities are uncorrelated. In OH megamaser galaxies the radio continuum is predominantly non-thermal, powered either by compact starburst or AGN. The thermal radio emission can be neglected in these galaxies. The observed flat radio spectra, high brightness temperatures imply the presence of an AGN in these galaxies, although some megamasers may be powered by compact starburst.

Key words: *Galaxies:megamaser - galaxies:radiocontinuum*

ЛИТЕРАТУРА

1. J.J.Condon, Z.-P.Huang, Q.F.Yin, T.X.Thuan, *Astrophys. J.*, **378**, 65, 1991.
2. D.B.Sanders, B.T.Soifer, J.H.Elias et al., *Astrophys. J.*, **325**, 74, 1988.
3. Р.А.Кандалян, *Астрофизика*, **39**, 417, 1996.
4. W.A.Baan, J.J.Salzer, R.D.LeWinter, *Astrophys. J.*, **509**, 633, 1998.
5. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **124**, 100, 2002.
6. Р.А.Кандалян, *Астрофизика*, **48**, 125, 2005.
7. J.-M.Martin, PhD thesis, University de Paris VII, France, 1989.
8. J.-M.Martin, L.Bottinelli, M.Dennefeld et al., *C.R. Acad. Sci. Paris*, **308(II)**, 287, 1989.
9. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **119**, 3003, 2000.
10. J.Darling, R.Giovanelli, *Astron. J.*, **121**, 1278, 2001.
11. Р.А.Кандалян, *Астрофизика*, **42**, 23, 1999.
12. J.J.Condon, W.D.Cotton, E.W.Greisen et al., *Astron. J.*, **115**, 1693, 1998.
13. A.S.Trotter, J.M.Moran, L.J.Greenhill, X.Zheng, C.R.Gwinn, *Astrophys. J.*, **485**, L79, 1997.
14. C.J.Lonsdale, P.J.Diamond, H.E.Smith, C.J.Lonsdale, *Astrophys. J.*, **493**, L13, 1998.
15. P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, *Astrophys. J.*, **511**, 178, 1999.
16. J.A.Yates, A.M.S.Richards, M.M.Wright et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **317**, 28, 2000.

17. *Y.M.Pihlstrom, J.E.Conway, R.S.Booth, P.J.Diamond, A.G.Polatidis*, *Astron. Astrophys.*, **377**, 413, 2001.
18. *A.M.S.Richards, R.J.Cohen, G.H.Cole et al.*, in "Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions", *Proc. of IAU Symp.*, **205**, 2001, ed. R.T.Schilizzi, (Manchester, UK), 212.
19. *H.R.Klockner, W.A.Baan, M.A.Garrett*, *Nature*, **421**, 821, 2003.
20. *E.Rovilos, P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith*, in "The 6th European VLBI Network Symposium", 2002, eds. E.Ros, R.W.Porcas, A.P.Lobanov, J.A.Zensus, (Bonn, Germany), 179.
21. *E.Rovilos, P.J.Diamond, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **342**, 373, 2003.
22. *C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale, H.E.Smith, P.J.Diamond*, *Astrophys. J.*, **592**, 804, 2003.
23. *Y.M.Pihlstrom, W.A.Baan, J.Darling, H.R.Klockner*, *AAS Meeting*, **203**, 146.02, 2003.
24. *H.R.Klockner, W.A.Baan*, *Astron. Astrophys.*, **419**, 887, 2004.
25. *H.E.Smith, C.J.Lonsdale, C.J.Lonsdale*, *Astrophys. J.*, **492**, 137, 1998.
26. *Yu.Zhi-yao*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **338**, 745, 2003.
27. *R.A.Kandalyan*, *Astron. Astrophys.*, **404**, 513, 2003.
28. *Р.А.Кандалян*, *Астрофизика*, **47**, 87, 2004.
29. *J.Darling, R.Giovanelli*, *Astrophys. J.*, **569**, L87, 2002.
30. *J.Darling*, PhD thesis, Cornell University, USA, 2002.
31. *H.Falcke, N.M.Nagar, A.S.Wilson, J.S.Ulvestad*, *Astrophys. J.*, **542**, 197, 2000.
32. *W.J.Karzas, R.Latter*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **6**, 167, 1961.
33. *A.Ptak, T.Heckman, D.Strickland, N.A.Levenson, K.Weaver*, *Astrophys. J.*, **592**, 782, 2003.

УДК: 524.74

МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЛАКТИКИ KAZ 73

 М.А.КАЗАРЯН¹, Т.А.МОВСИСЯН²

Поступила 15 сентября 2004

Принята к печати 12 января 2005

Приводятся результаты морфологического и спектрального исследований ядра и его непосредственно окружающих областей галактики Kaz 73. Наблюдение проводилось на 2.6-м телескопе БАО в сочетании с многозрачковым спектрографом ВАГР. Построены изофоты монохроматических изображений линий $H\alpha$, $[NII]\lambda 6584$ и $[SII]\lambda 6731$. Показано, что поверхностная яркость ядра на монохроматических изображениях этих линий сильно возрастает от края до центра, в линии $H\alpha$ приращение составляет $5''$. Показано, что ядро Kaz 73 вращается по часовой стрелке вокруг оси, которая перпендикулярна направлению рукавов галактики. Сделан вывод, что протяженность ядра в направлении рукавов является результатом его вращения, т.е. ядро сплющено по направлению полюсов. В общем итоге ядро Kaz 73 имеет все кинематические особенности целой галактики. Определены массы ядра и его газовой составляющей, которые равны $6.5 \cdot 10^5 M_\odot$ и $1.9 \cdot 10^4 M_\odot$ соответственно.

1. *Введение.* Среди галактик с УФ-избытком Kaz 73 выделяется высокой контрастностью ядра по сравнению с окружающими областями. На фотографии галактики [1], полученной в первичном фокусе 6-м телескопа САО РАН, видно, что Kaz 73 имеет яркое, так называемое "бриллиантовое", ядро с резкими краями. От ядра отходят два слабых рукава к северо-западу и к юго-востоку соответственно, которые простираются до примерно одинакового расстояния - $40''$. В рукавах наблюдается много сгущений, которые, по всей вероятности, являются ассоциациями. На расстоянии примерно $20''$ от ядра в направлении на северо-запад наблюдается яркое образование с угловыми размерами примерно $5'' \times 10''$. Судя по его яркости и размерам, можно предположить, что оно является сверхассоциацией. В [2] было показано, что ядро Kaz 73 является лайнером.

Результаты спектральных исследований Kaz 73, приведенные в [2], позволили сделать вывод, что в ядре отношения интенсивностей эмиссионных линий меняются. Изменения особенно хорошо проявляются у эмиссионных линий $[NII]\lambda 6584$, 6548 и $H\alpha$.

Цель настоящей работы - изучение морфологии и получение поля скоростей и относительных интенсивностей как в ядре Kaz 73, так и в его окружении.

2. *Наблюдения.* Наблюдения проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с многозрачковым спектрографом ВАГР [3],

который установлен в первичном фокусе телескопа. Эта система аналогична спектрографу TIGER [4] и дает возможность получить спектральную информацию с полным пространственным покрытием протяженных объектов.

Спектрограф имеет круглое поле зрения с диаметром 40", с масштабом 1" на один зрачок. При наблюдениях была использована призма ($C=600\text{ мм}^{-1}$) с центральной длиной волны 6500 Å и CCD-детектор (2063×2058 элементов). Спектральный диапазон выделялся интерференционным фильтром шириной 400 Å с центром на 6600 Å . В этот диапазон в спектре Kaz 73 попадают линии $\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584$, 6548 и $[\text{SII}]\lambda 6717$, 6731 . Спектральная дисперсия, получаемая на этой системе, составляет приблизительно 1.7 Å/pix . После обработки получается куб данных размером $69 \times 69 \times 267$ элементов с пространственным масштабом $0''.63/\text{pix}$ и дисперсией 1.5 Å/pix .

3. *Морфология.* Размеры Kaz 73 на красной карте Паломарского атласа составляют $100'' \times 125''$ и намного превосходят рабочее поле системы ВАГР. Так что для изучения морфологии всей галактики с этой системой требуется много наблюдений.

Спектрофотометрические и морфологические результаты, полученные в [1,2], в основном касаются ядерных областей, охваченных щелями спектрографов. Было бы интересно получить подобные результаты с полным пространственным покрытием для ядра и его близкого окружения, особенно ядра, которое имеет довольно большие размеры, $9'' \times 10''$. Именно такого рода исследование было сделано в настоящей работе.

Наблюдательный материал обрабатывался с помощью программы ADHOCw. На рис.1 приведены монохроматические изображения объекта в эмиссионных линиях $\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584$ и $[\text{SII}]\lambda 6731$, построенные изофотами в произвольных единицах. Причем, для каждой линии приведены изофоты с малым и большим шагом (в 25 раз больше), которые на рисунке для всех линий обозначены через "а" и "б", соответственно. На рис.1а значения яркости изофот начинаются от 20 условных единиц для линий $\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584$, а для $[\text{SII}]\lambda 6731$ - 40 таких единиц. Яркость каждой следующей изофоты на рис.1а увеличивается на 20 единиц. Первая изофота на рис.1б для всех линий имеет условную яркость 50 единиц и яркость каждой следующей изофоты увеличивается на 500 единиц. На рис.1а размер изображения $\text{H}\alpha$, охваченный первой изофотой с условной яркостью 20 единиц, приблизительно равен $17'' \times 23''$, а размеры изображений в линиях $[\text{NII}]$ и $[\text{SII}]$, охваченные изофотами с яркостями соответственно 20 и 40 единиц, намного меньше. На этих же рисунках размеры зачерненной части для линий $\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584$ и $[\text{SII}]\lambda 6731$ равны $5''.6 \times 6''.7$, $5''.6 \times 5''.9$ и $5''.2 \times 5''.2$, соответственно. Размеры изображений, очерченные первой изофотой с яркостью 50 единиц (рис.1б), для линий $\text{H}\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584$ и $[\text{SII}]\lambda 6731$ равны $8''.5 \times 8''.9$, $8''.5 \times 8''.9$ и $8''.1$

$\times 8''.9$, соответственно. На этих рисунках самые яркие центральные области имеют примерно круглые изображения с диаметрами $0''.89$, $1''.1$ и $0''.83$, соответственно.

Размеры для области ядра, полученные в линиях, в среднем равны $8''.7 \times 9''.6$. Все изображения этой части галактики слегка вытянуты. Это хорошо видно также на фотографии, полученной на 6-м телескопе. На ней ядро галактики вытянуто в направлении северо-запад-юго-восток и имеет позиционный угол (ПУ) приблизительно 30° , его размеры почти совпадают со

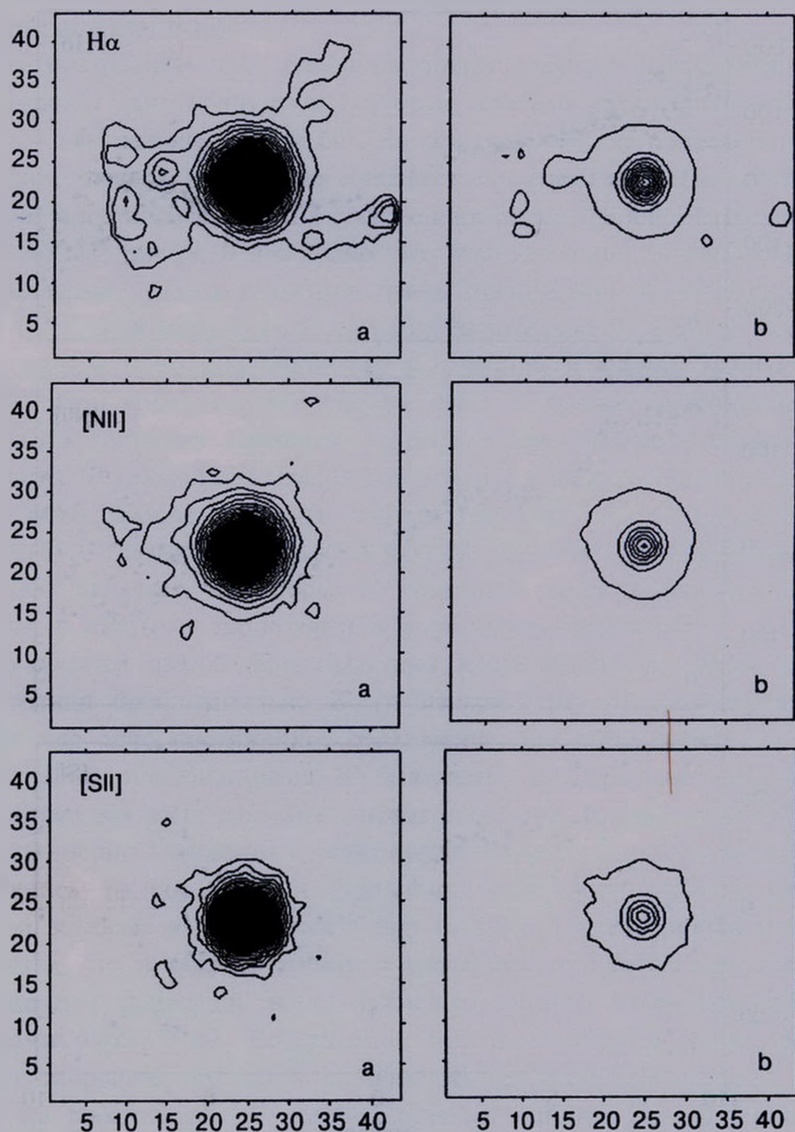


Рис.1. Изофоты монохроматических изображений ядра и его непосредственно окружающих областей в линиях $H\alpha$, $[NII] \lambda 6584$ и $[SII] \lambda 6731$. Шкала в угловых секундах, север сверху, восток с левой стороны.

средними размерами в линии $H\alpha$. В этом же направлении, как видно из фотографии, приведенной в [1], простираются также рукава галактики.

4. *Распределение лучевых скоростей и относительных интенсивностей.* Как было отмечено выше, система ВАГР охватывает на небе круглую область с диаметром 40". В данном случае центр круга совпадал с центром ядра галактики Kaz 73.

Лучевые скорости были определены по эмиссиям $H\alpha$, $[NII]\lambda 6584$ и $[SII]\lambda 6731$ в каждом пространственном элементе. Ниже мы рассмотрим

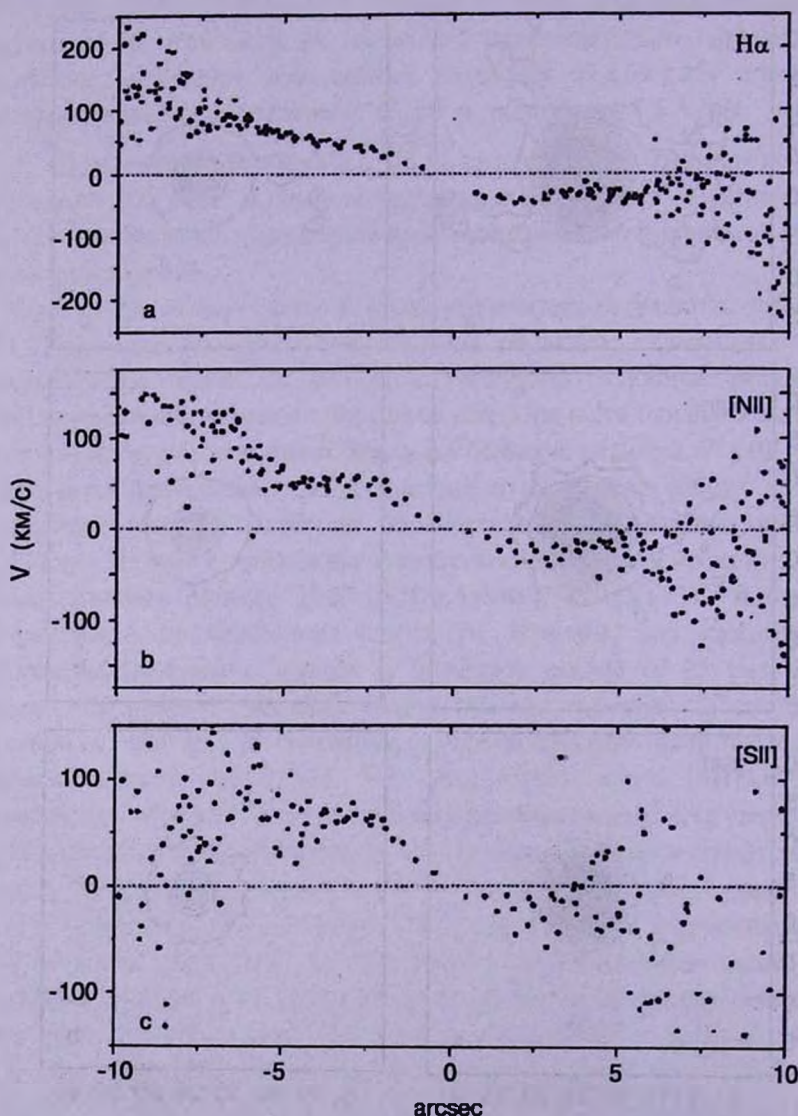


Рис.2. Распределения радиальных скоростей на поверхности монохроматических изображений линий $H\alpha$, $[NII]\lambda 6584$ и $[SII]\lambda 6731$ в направлении ПУ = 30° по угловому расстоянию от центра ядра до 10".

распределение лучевых скоростей относительно лучевой скорости ядра Kaz 73 в направлении рукавов галактики и в перпендикулярном направлении. В дальнейшем опустим слово "относительное" и будем использовать слово "лучевое", под которым понимаем относительную лучевую скорость.

На рис.2а, б и с приведены распределения лучевых скоростей галактики Kaz 73 в направлении рукавов (ПУ 30°), определенные в линиях H α , [NII] λ 6584 и [SII] λ 6731, соответственно. На рис.3а, б и с приведены те же самые распределения в перпендикулярном направлении (ПУ = 120°). Можно сказать, что эти распределения достаточно полно отражают кинематику галактики.

При построении этих графиков вокруг каждого направления были использованы данные по двум секторам, каждый из которых охватывает область с центральным углом 60°. На оси ординат, где приведено угловое расстояние от ядра, нуль-пункт совпадает с центром ядра. Положительные значения угловых расстояний в секторе направлены на юг, а отрицательные - к северу. Из рис.2а, б и с видно, что распределения лучевых скоростей в направлении рукавов галактики очень значительно отличаются друг от друга. В области ядра с радиусом приблизительно 2" угловое вращение вокруг центра примерно одинаково в северном и южном направлениях. То есть, ядро вращается как твердое тело, и лучевая скорость на этом расстоянии достигает примерно 40 км/с. Северная часть галактики до расстояния 6" продолжает вращаться почти с той же угловой скоростью. После этого разброс точек на графике увеличивается, и на расстоянии примерно 10" разница лучевых скоростей достигает приблизительно 140 км/с. Это означает, что после 6" северный рукав и близкие области движутся с разными скоростями и в разных направлениях.

Что касается южной части галактики, кроме основного рукава, начиная с расстояния приблизительно 2", от центра ядра, по всей вероятности, отходит еще одно протяженное образование, которое удаляется от нас и на расстоянии приблизительно 8" выделяется как отдельная деталь.

Направления распределения лучевых скоростей, приведенные на рис.3а, б и с, примерно совпадают с осью вращения галактики. Как на графике, приведенном на рис.2, так и здесь точки отображают лучевые скорости областей, которые охватываются в двух секторах с центральным углом 60°. Разумеется, что в каждом секторе с удалением от центра ядра галактики увеличивается количество точек, каждая из которых охватывает область с размерами 0".63 x 0".63. Естественно, что увеличивается также разница лучевых скоростей, т.е. разброс точек на графиках. На графике рис.3а, б и с на расстоянии 10" разброс точек в линиях H α , [NII] λ 6584 и [SII] λ 6731 составляет 220, 140 и 320 км/с соответственно, а в центральной области с радиусом 2" он одинаков и не превосходит 40 км/с.

В целом на рис.3 распределение лучевых скоростей в обоих секторах почти одинаковое, большинство из точек имеют положительные значения. Такое распределение также говорит в пользу вращения галактики в направлении часовой стрелки вокруг оси, которая имеет ПУ примерно 120° . Некоторое смещение распределения лучевых скоростей, по всей вероятности, является следствием существования вышеотмеченного отдельного образования, которое отходит от центральной части ядра и имеет скорость движения, противоположную скорости вращения галактики.

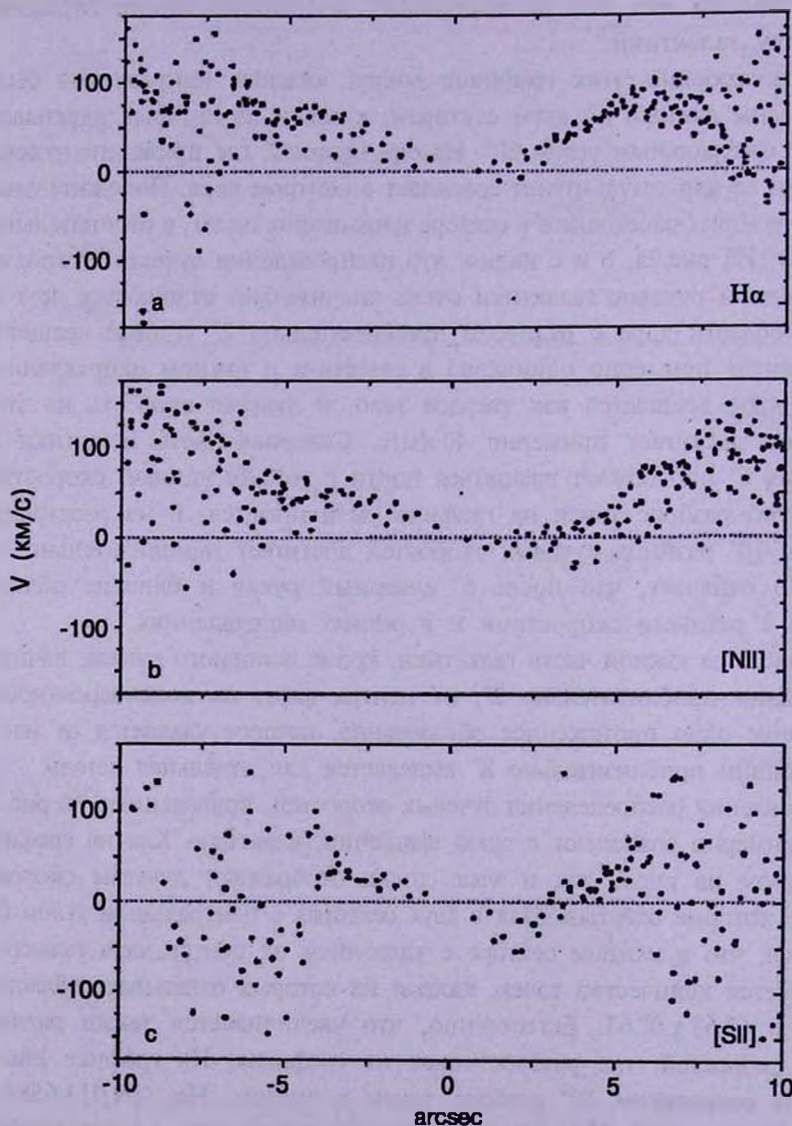


Рис.3. Распределения радиальных скоростей на поверхности монохроматических изображений линий $H\alpha$, $[NII] \lambda 6584$ и $[SII] \lambda 6731$ в направлении ПУ = 120° по угловому расстоянию от центра ядра до $10''$.

На рис.4 приведено распределение отношения интенсивностей линий $H\alpha$ и $[NII] \lambda 6584$, умноженное на 100. Этот рисунок охватывает область примерно $12''.8 \times 14''.4$ вокруг ядра галактики. На нем хорошо выделяется очень близкая к центру часть ядра (зачерненная область), которая слегка вытянутая и имеет размеры $1''.4 \times 1''.6$. На рисунке полутонами приведено изображение в $H\alpha$, а изофотами - отношение $H\alpha/[NII]$. Из рис.4 видно, что область с наибольшими значениями этого отношения смещена к юго-востоку от ядра больше чем на $2''$. Это отношение систематически уменьшается от центра к периферии примерно в 1.4-1.5 раза. На расстоянии приблизительно $15''$ это отношение равняется 100, т.е. интенсивности обеих линий равняются.

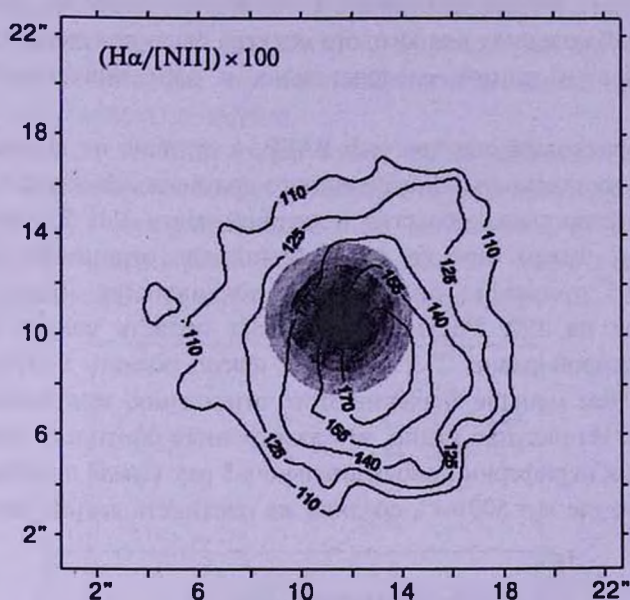


Рис.4. Распределения равных значений отношения интенсивностей линий $H\alpha$, $[NII] \lambda 6584$ $(H\alpha/[NII] \lambda 6584) \times 100$ на поверхности центральной части KAZ 73 (север сверху, восток с правой стороны).

5. Масса ядра галактики и его газовой составляющей.

Вышеприведенные данные в основном касались центральной яркой части галактики, угловой радиус которой приблизительно равен $5''$. В работе [1] эта часть принималась в качестве ядра галактики. Именно для этой части, т.е. для ядра, была определена масса по обычной формуле $M = RV^2/G$, где R и V соответствуют угловому расстоянию $5''$. Значение V на этом расстоянии определяется из рис.2а, б и с. Использовалось распределение лучевых скоростей только для северной части галактики, так как распределение лучевых скоростей в ее южной части не соответствует реальному вращению галактики. Как было отмечено выше, в этой части со скоростью вращения галактики складывается скорость движения образования, которое находится на расстоянии

приблизительно 2" от центра ядра. На угловом расстоянии 5" от центра ядра радиальные скорости на рис.2а, b и с почти одинаковы и их среднее значение приблизительно равно 80 км/с, а радиус на том же угловом расстоянии примерно 440 пк. Масса ядра галактики получается приблизительно $M = 6.5 \cdot 10^8 M_{\odot}$.

Для определения массы газовой составляющей ядра галактики Kaz 73 прежде всего надо определить ее электронную плотность. В работах [1,2] электронная плотность определялась по отношению интенсивностей линий $[SII] \lambda\lambda 6717$ и 6731 . Для этого были использованы спектры, полученные на 6-м телескопе САО щелевым спектрографом. Масса ядра Kaz 73 в [1,2] была оценена в $6.4 \cdot 10^4 M_{\odot}$ и $1.3 \cdot 10^4 M_{\odot}$ соответственно. При этих наблюдениях для каждого спектра было получено одно значение отношения этих линий, следовательно, и одно значение электронной плотности.

Многозрчковый спектрограф ВАГР, в отличие от щелевого спектрографа, дает возможность одновременного получения спектров многих областей. Количество таких областей в ядерной части Kaz 73 приблизительно 700, т.е. мы имеем столько же значений для отношения этих линий.

На рис.5 приведено отношение интенсивностей $I_{[SII]\lambda 6717}/I_{[SII]\lambda 6731}$, умноженное на 100. Рисунок охватывает область вокруг центра ядра, размеры которой равны $7''.2 \times 7''.7$, т.е. яркую область центральной части галактики. Чем меньше значение этого отношения, тем больше плотность электронов. Из рисунка видно, что электронная плотность уменьшается от центра ядра к периферии приблизительно в 5 раз. Самая плотная часть около центра ядра, где $n_e = 500 \text{ см}^{-3}$, средняя же плотность в этой части галактики

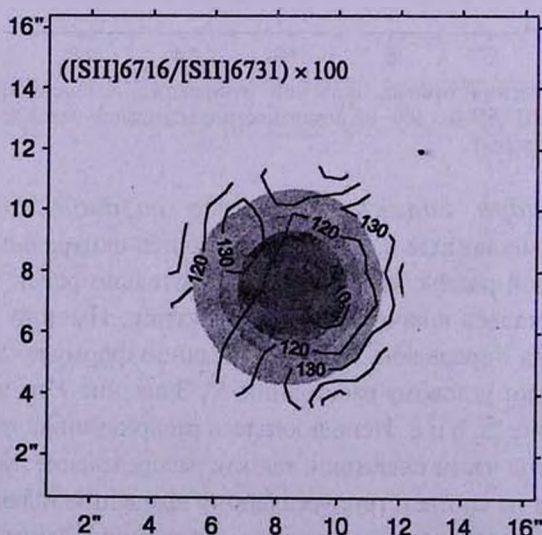


Рис.5. Распределения равных значений отношения интенсивностей линий $[SII] \lambda 6717$ и $[SII] \lambda 6731$ ($[SII] \lambda 6717/[SII] \lambda 6731) \times 100$ на поверхности центральной части Kaz 73.

$n_e = 260 \text{ см}^{-3}$. Масса газовой составляющей с этой плотностью будет приблизительно $1.9 \cdot 10^4 M_\odot$.

6. *Обсуждение результатов.* Приведенные выше результаты в основном касаются ядра галактики Kaz 73, поэтому мы остановимся на особенностях именно этого объекта. На обзорной пластинке Kaz 73 по морфологии не отличается от окружающих его звезд и имеет сильный УФ-избыток (sl) [5]. Это также говорит о том, что размер ядра не превосходит $10''$ и имеет резкие границы. Чтобы нагляднее показать эту особенность ядра, на рис.6 приведены распределения поверхностных яркостей ($m/\square''$) на его изображениях в линиях $H\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584$ и $[\text{SII}]\lambda 6731$. Из этого рисунка также видно, что на каждом изображении этих линий от края ядра к его центру поверхностная яркость сильно увеличивается. В линии $H\alpha$ она достигает пяти звездных величин, т.е. градиент яркости довольно крутой.

Как было отмечено выше, ядро имеет также довольно интересную кинематику. Оно вращается вокруг оси, которая перпендикулярна направлению рукавов. Ядро слегка вытянутое по направлению рукавов, что, по всей вероятности, является результатом его вращения вокруг оси, т.е. из-за вращения оно сплющено по направлению полюсов ядра.

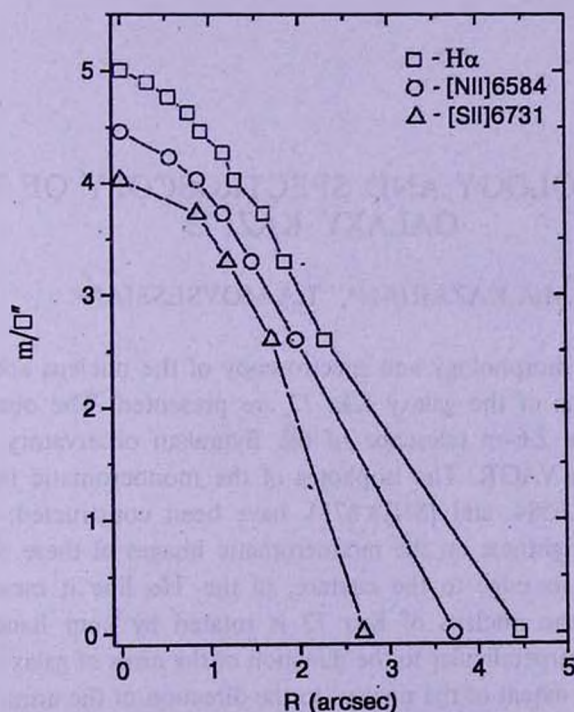


Рис.6. Распределение поверхностных яркостей на монохроматические изображения ядра Kaz73 в линиях $H\alpha$, $[\text{NII}]\lambda 6584$ и $[\text{SII}]\lambda 6731$ относительно яркости первой изофоты (рис.1a, b).

Отношение интенсивностей линий $H\alpha$ и $[NII]\lambda 6584$ от края ядра к его центру увеличивается. Это, по всей вероятности, является результатом того, что электронная плотность также увеличивается от края ядра к его центру.

Резюмируя вышеприведенные результаты, можно сделать следующие выводы:

1. Наблюдения, проведенные на 2.6-м телескопе со спектрографом ВАГР, дают широкие возможности для подробного морфологического и спектрального исследования ядра галактики Kaz 73.

2. Поверхностная яркость ядра в монохроматических изображениях линий $H\alpha$, $[NII]\lambda 6584$ и $[SII]\lambda 6731$ сильно возрастает от его края до центра, в линии $H\alpha$ приращение достигает 5^m .

3. Ядро Kaz 73 вращается по часовой стрелке вокруг оси, которая перпендикулярна к направлению рукавов галактики.

4. Ядро Kaz 73 имеет все кинематические особенности целой галактики. Интересно было бы изучить ядра других галактик таким же методом и результаты сравнить с результатами настоящей работы.

¹ Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: astro@ysu.am

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения

MORPHOLOGY AND SPECTROSCOPY OF THE GALAXY KAZ 73

M.A.KAZARIAN¹, T.A.MOVSESSIAN²

The results of morphology and spectroscopy of the nucleus and its directly surrounding regions of the galaxy Kaz 73 are presented. The observation has been made on the 2.6-m telescope of the Byurakan observatory with multi-pupil spectrograph VAGR. The isophotes of the monochromatic images of the lines $H\alpha$, $[NII]\lambda 6584$ and $[SII]\lambda 6731$ have been constructed. It is shown that the surface brightness on the monochromatic images of these lines increasing strongly from its edge to the center, in the $H\alpha$ line it increases by 5^m . It is shown that the nucleus of Kaz 73 is rotated by hour hand around of the axis, which is perpendicular to the direction of the arms of galaxy. It has been concluded that the extent of the nucleus to the direction of the arms is a result of its rotation, it means that the nucleus is flattened out by direction of the poles of nucleus. The total results show that the nucleus of Kaz 73 has all kinematic

properties of the whole galaxy. The masses of the nucleus and its gaseous component were obtained, which are $6.5 \cdot 10^8 M_{\odot}$ и $1.9 \cdot 10^4 M_{\odot}$ respectively.

Key words: *Galaxies:morphology:Spectroscopy - individual:Kaz 73*

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **22**, 431, 1985.
2. М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян, *Астрофизика*, **44**, 207, 2001.
3. T.Movsessian, J.-L.Gach, J.Boulesteix, F.Zhamkotsian, *Baltic Astronomy*, **9**, 518, 2000.
4. R.Bacon, G.Adam, A.Baranne et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **113**, 347, 1995.
5. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 5, 1979.

УДК: 52-852

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЫ. II

А.Г.НИКОГОСЯН¹, Ж.АБУДАРАМ², З.МУРАДЯН³

Поступила 1 декабря 2004

В данной части работы рассматривается более общая задача, в которой предполагается, что флуктуации интенсивности излучения, выходящего из среды, обусловлены случайными изменениями как оптической толщины структурных элементов, так и мощности содержащихся в них источников энергии. Исследуется частотная зависимость относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) при различных соотношениях между реализующимися параметрами компонентов тонкой структуры. Показывается, что флуктуации в центральных частотах линии могут быть как больше, так и меньше, чем в далеких крыльях. Обсуждается зависимость ОСО от количества компонентов и числа возможных реализаций их оптических свойств. Исследуется также влияние случайных изменений коэффициента рассеяния на наблюдаемую интегральную интенсивность спектральной линии. С целью сравнения приводятся результаты наблюдений некоторых относительно сильных *EUV* линий, полученных в рамках космической программы SOHO/SUMER. Используемые данные указывают на существование корреляции между частотной зависимостью ОСО и характерной температурой образования линии.

1. *Введение.* Мы продолжаем исследование средних статистических характеристик излучения в спектральной линии, выходящего из атмосферы со сложной структурой, свойства которой изменяются случайным образом. В первой части этой работы [1] (далее Н1) была выявлена частотная зависимость относительного среднеквадратичного отклонения (ОСО) наблюдаемой интенсивности отдельно для двух случаев, когда флуктуации обусловлены изменениями оптической толщины структурных элементов и мощности внутренних источников энергии. При этом результат оказывается различным: если в первом случае ОСО при переходе от ядра линии к ее крыльям увеличивается, то во втором оно уменьшается.

Данная часть работы преследует несколько целей. Сначала во втором разделе мы рассмотрим более общую задачу определения ОСО выходящей интенсивности, когда случайным изменениям подвергаются как оптическая толщина компонентов среды, так и первичные источники энергии. Особое внимание уделяется зависимости получаемых результатов от числа возможных реализаций тех или иных свойств структурных элементов. Далее в разделе 3 мы обсудим эффект флуктуаций альбеда однократного рассеяния λ (для краткости, в дальнейшем будем называть коэффициентом рассеяния). Показывается, что в этом случае с увеличением

числа компонентов среды ОСО измеряемой интенсивности увеличивается, в то время как при случайных изменениях других параметров среды оно уменьшается. Полученные в работе результаты обсуждаются в заключительном разделе. Для сравнения приводятся данные о частотной зависимости ОСО некоторых относительно сильных *EUV* линий спокойных солнечных протуберанцев, полученных с помощью спектрографа SUMER в рамках космической миссии SOHO.

2. *Общий случай.* Обратимся вновь к модельной стохастической задаче, сформулированной в первой части работы, и рассмотрим многокомпонентную поглощающую и рассеивающую атмосферу, состоящую из N структурных элементов. Для наглядности предполагается, что имеются два типа элементов, каждый из которых характеризуется оптической толщиной τ_i , мощностью $B_i \alpha(x)$ содержащихся в них источников энергии и вероятностью их реализации p_i ($i = 1, 2$) (здесь $\alpha(x)$ - ненормированный профиль коэффициента поглощения). В двух частных случаях, когда выполняется одно из двух равенств $\tau_1 = \tau_2$ и $B_1 = B_2$, задача об определении ОСО ($\delta_N(x)$) в различных частотах внутри спектральной линии существенно упрощается. В первом случае оно определяется разбросом значений B_i и вероятностей выхода кванта из различных глубин среды и записывается в виде

$$\delta_N(x) = [1 + \delta(a, x)]\delta(B). \quad (1)$$

Функция $\delta(a, x)$ определяет частотную зависимость ОСО величин

$$a_k(x) = \int_{k\tau}^{(k+1)\tau} \bar{P}(\tau, x, \tau_0) d\tau, \quad (k = 0, 1, \dots, N-1), \quad (2)$$

где $\tau = \tau_1 = \tau_2$, $\tau_0 = N\tau$ и

$$\bar{P}(\tau, x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x') P(\tau, x', x, \tau_0) dx'. \quad (3)$$

Величина $P(\tau, x', x, \tau_0)$ представляет собой вероятность того, что квант частоты x' , движущийся на глубине τ среды, выйдет из нее через границу 0 (вообще говоря, после многократного рассеяния) в виде кванта с частотой x . В частном случае линий при LTE, когда $\bar{P}(\tau, x, \tau_0) = \alpha(x) \exp[-\alpha(x)\tau]$, формула (1) упрощается и переходит в формулу (15) в Н1. Это позволяет легко определить для таких линий предельные значения ОСО как при очень больших, так и при малых τ и x . Как было показано в Н1, флуктуации выходящей интенсивности убывают при переходе от центра линии к ее крыльям. При этом учет многократного рассеяния в среде приводит к уменьшению значений ОСО, что, как и следовало ожидать, особенно сильно выражается вблизи центра линии. Следует особо подчеркнуть, что описанный эффект относится к случаю, когда частотная зависимость

мощности внутренних источников энергии пропорциональна профилю коэффициента поглощения в линии.

Когда случайным изменениям подвергаются лишь оптические толщины структурных элементов, то флуктуации выходящей интенсивности обусловлены изменением полной оптической толщины атмосферы и возрастают при переходе от центра линии к ее крыльям. С увеличением роли диффузии в среде значения ОСО для всех частот увеличиваются.

Перейдем теперь к случаю, когда претерпевают изменения обе характеристики компонентов среды. На рис.1а, б показана функциональная зависимость ОСО от частоты соответственно для LTE и NLTE линий. Расчеты проведены по формулам, приведенным в Н1, и, для удобства сравнения, для принятых там значений параметров.

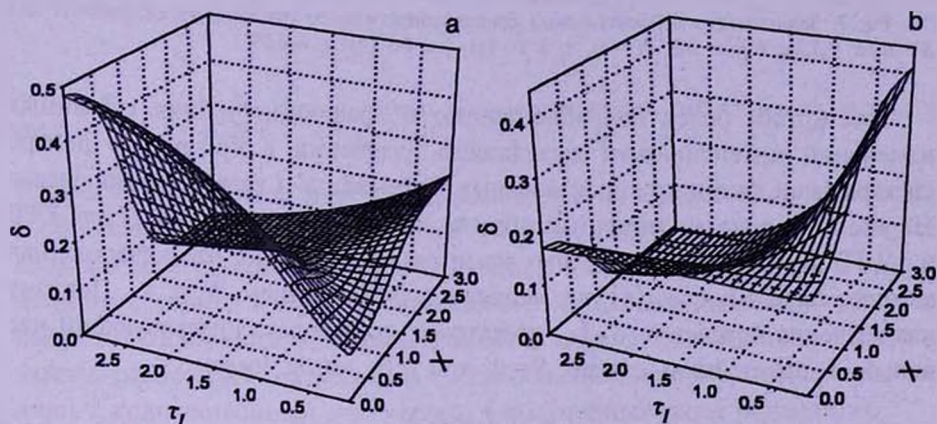


Рис.1. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения от частоты для $S = B_2/B_1 = 7$, $\rho_1 = \rho_2 = 1/2$, $N = 4$, $\tau_2 = 1$, (а) $\lambda = 0$; (б) $\lambda = 0.99$.

Из рис.1 видно, что $\delta_N(x)$ монотонно убывает при $\tau_1 \geq \tau_2$. Как показывают расчеты, такое поведение ОСО характерно для любых значений τ_1 и τ_2 и достаточно больших $S = B_2/B_1$, если только выполняется вышеуказанное неравенство. Несколько иначе обстоит дело, если имеет место обратное неравенство $\tau_1 < \tau_2$. В приведенном на рис.1 случае $\delta_N(x)$ является монотонно возрастающей функцией. Однако при больших значениях τ_1 и τ_2 в пределах данного неравенства монотонность нарушается, как это видно из рис.2а, б: $\delta_N(x)$ сначала несколько убывает, а затем при переходе к крыльям возрастает. Обращает на себя внимание зависимость эффекта диффузии излучения (который, очевидно, проявляется в большей степени в центральных частотах линии) от соотношения между величинами τ_1 и τ_2 . При выполнении неравенства $\tau_1 < \tau_2$ вследствие многократного рассеяния излучения уровень флуктуаций возрастает и, наоборот, при $\tau_1 \geq \tau_2$ уменьшается.

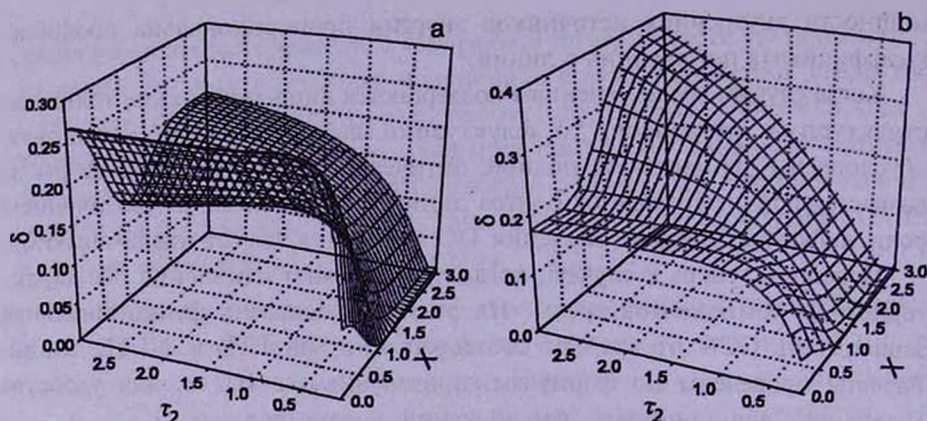


Рис.2. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения от частоты для $S = B_1/B_2 = 7$, $p_1 = p_2 = 1/2$, $N = 4$, $\tau_1 = 1$, (a) $\lambda = 0$; (b) $\lambda = 0.99$.

Рассмотрим более подробно вопрос о сравнении уровня случайных изменений интенсивности выходящего излучения в крыльях и центре спектральной линии при произвольных значениях N и характеристик среды. На рис.3а, б показан типичный пример зависимости $\delta_N(x)$ от N для LTE и NLTE линий. Из приведенных нами рисунков видно, что качественная картина поведения $\delta_N(x)$ не меняется с увеличением N и λ . Поэтому для изучения поведения $\delta_N(x)$ достаточно исследовать интересующий нас вопрос в простейшем случае $N = 1$ и $\lambda = 0$, когда имеем

$$\delta_1(x) = \left(\frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} \right)^2, \quad (4)$$

где $J_i = B_i[1 - \exp(-\alpha(x)\tau_i)]$. Для определенности допустим, что $S > 1$. Тогда после несложных выкладок можно показать, что для того, чтобы уровень флуктуаций в центральных частотах линии был выше, чем в крыльях, необходимо и достаточно, чтобы выполнялось следующее условие:

$$\frac{1}{S^2} \frac{1 - \exp(-\tau_1)}{1 - \exp(-\tau_2)} \leq \frac{\tau_2}{\tau_1} \leq \frac{1 - \exp(-\tau_2)}{1 - \exp(-\tau_1)}. \quad (5)$$

Здесь необходимо сделать важное замечание относительно полученного результата. Дело в том, что условие (5), как нетрудно видеть, выполняется при значениях $\tau_1 \geq \tau_2$. Иными словами, большие флуктуации наблюдаемой интенсивности в центре линии следует ожидать в том случае, когда оптически более тонкие компоненты содержат источники энергии большей мощности. С точки зрения физики волокнистой структуры спокойных солнечных протуберанцев осуществление такой ситуации, по-видимому, вряд ли можно считать правдоподобным. Действительно, чем больше оптическая толщина волокна, тем больше доля солнечного излучения, поглощаемого в ней, в равной мере и возбуждений вследствие столкнове-

ний. Поэтому следует предположить, что уровень наблюдаемых флуктуаций в крыльях линий должен быть выше, чем в центральных частотах.

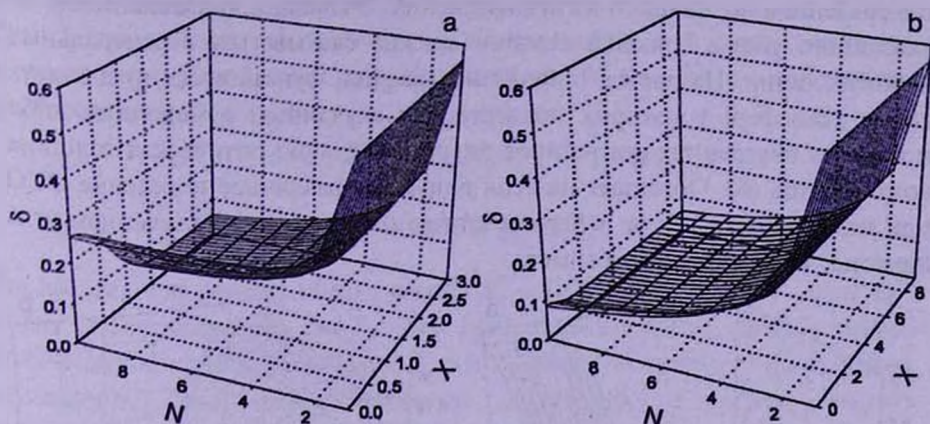


Рис.3. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения от частоты и числа N для $S = B_1/B_2 = 7$, $p_1 = p_2 = 1/2$, $\tau_1 = \tau_2 = 1$, (а) $\lambda = 0$; (б) $\lambda = 0.99$.

Обсуждаемая нами простая модельная задача, как уже отмечалось в Н1, удобна с точки зрения иллюстрации особенностей излучения атмосфер со сложной и случайным образом меняющейся структурой. Вместе с тем, ее нетрудно обобщить в разных направлениях с целью более адекватного описания наблюдаемой картины физического явления. В заключение настоящего раздела вкратце рассмотрим некоторые из этих обобщений, которые, однако, приводят лишь к количественным изменениям в полученных выше результатах.

а. Используемый в работе подход можно применить к атмосфере, состоящей из более чем двух типов структурных элементов. Особенно просто обстоит дело для чисто поглощающей атмосферы, поскольку, как уже отмечалось в первой части работы, соотношение (5.Н1) остается в силе: претерпевают изменения лишь средние характеристики единичного элемента. Если предположить, что атмосфера состоит из $n > 2$ типов компонентов и соотношение между их характерными параметрами такое же, как и при $n = 2$ (то есть компоненты большей оптической толщины содержат источники энергии большей мощности), то степень случайных изменений выходящей интенсивности, как можно было ожидать, оказывается ниже, чем в последнем случае, причем для всех частот внутри линии и любого числа структурных элементов.

б. Учет излучения и поглощения в непрерывном спектре приводит к увеличению $\delta_N(x)$, когда компонент, содержащий источники энергии большей мощности, обладает большей оптической толщиной и уменьшается в обратном случае.

в. Задачу, рассмотренную для LTE-линий, легко обобщить на трехмерный

случай. Для этого достаточно в соотношении (5.Н1) заменить τ_i на τ_i/η , где η - косинус угла между нормалью к поверхности атмосферы и направлением выходящего из нее излучения. Очевидно, что зависимость от указанного угла в большей степени должна сказываться в центральных частотах линии. На рис.4а, б показаны графики функции $\delta(x, \eta)$ для двух типов атмосфер, у которых подвергаются случайным изменениям либо мощность внутренних источников энергии (а), либо оптическая толщина компонентов (б). Обращает на себя внимание различное поведение ОСО при изменении η . Если в первом случае оно растет с увеличением угла наклона, то во втором - убывает.

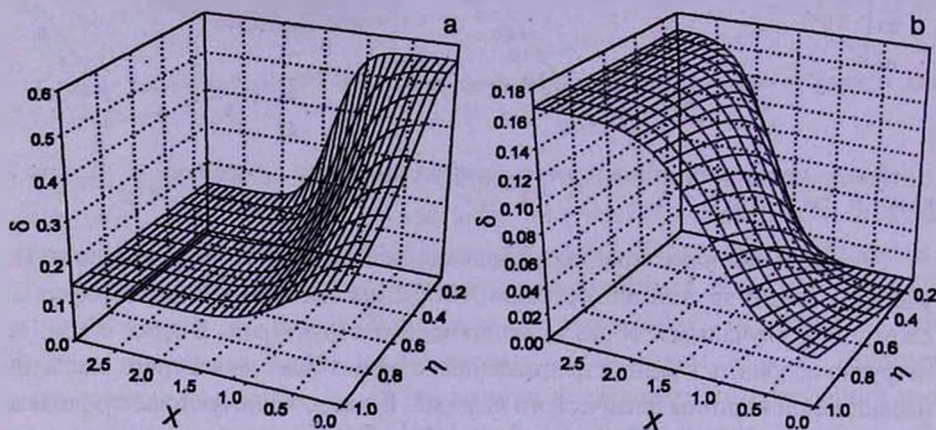


Рис.4. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения от частоты и угла для $N = 4$, $p_1 = p_2 = 1/2$. (а) $S = 7$, $\tau_1 = \tau_2 = 1$; (б) $S = 1$, $\tau_1 = 0.1$, $\tau_2 = 1$.

3. Эффект случайных изменений коэффициента рассеяния.

До сих пор, как в данной работе, так и в наших ранних работах [2-4], допускалось, что при изменениях внутренних источников и оптической толщины компонентов среды коэффициент рассеяния λ не меняется. Между тем, можно ожидать, что изменения величины λ могут внести определенный вклад в наблюдаемые флуктуации поверхностной яркости протуберанцев в сильных резонансных линиях.

Стохастическая задача, в которой принимаются в расчет случайные изменения коэффициента рассеяния, существенным образом отличается от рассмотренной выше задачи и требует иного подхода. Последний описывается в недавних работах [5-7]. Отсылая заинтересованного читателя к указанным работам за подробностями этого метода, здесь ограничимся кратким описанием алгоритма необходимых вычислений.

Пусть имеется многокомпонентная атмосфера, состоящая из числа N структурных элементов, каждый из которых определяется не только оптической толщиной τ_i и мощностью внутренних источников B_i , но и

значением коэффициента рассеяния λ_1 . Здесь нас будет интересовать дисперсия наблюдаемой интегральной интенсивности излучения в линии. Как было показано в работе [7], определение интенсивности излучения I_1 и I_2 , выходящего соответственно из границ τ_0 и 0 среды, сводится к вычислению связанных с ними величин S_1^* и S_2^* по следующим рекуррентным формулам:

$$S_1^*(T_N) = S_1^*(T_{N-1}) + F(\tau_N)[S(T_{N-1}) + P(T_N)], \quad (6)$$

$$S_2^*(T_N) = \frac{P(T_N)}{P(T_{N-1})} S_2^*(T_{N-1}) + b(\tau_N)P(T_{N-1})S_1^*(T_{N-1}) + a(\tau_N)F(\tau_N), \quad (7)$$

где введены следующие обозначения: $S_1^* = I_1/q$, $S_2^* = I_2/q$; q - коэффициент пропускания, τ_N и $T_N = \tau_0$ представляют собой соответственно оптическую толщину N -го элемента и суммарную оптическую толщину атмосферы, $F(\tau_N)$ - интенсивность, излучаемая в каждую сторону компонентом толщины τ_N , которая задается по формуле (см. [7,8])

$$F(\tau_N) = \frac{B_N}{4k_N^2 a(\tau_N)} \left[(1 + k_N) e^{k_N \tau_N} + (1 - k_N) e^{-k_N \tau_N} - 2 \right], \quad (8)$$

$k_N = \sqrt{1 - \lambda_N}$. Для величин $a(\tau_N)$ и $b(\tau_N)$ имеем

$$a(\tau_N) = \frac{1}{4k_N} \left[(1 + k_N)^2 e^{k_N \tau_N} - (1 - k_N)^2 e^{-k_N \tau_N} \right], \quad (9)$$

$$b(\tau_N) = \frac{1 - k_N^2}{2k_N} \text{sh}(k_N \tau_N). \quad (10)$$

Входящие в уравнения (6), (7) величины $P(T_N)$ и $S(T_N)$ связаны с коэффициентами отражения и пропускания среды $r(T_N)$ и $q(T_N)$ простыми соотношениями $P = 1/q$, $S = r/q$ и, в свою очередь, определяются рекуррентным образом:

$$P(T_N) = a(\tau_N)P(T_{N-1}) - b(\tau_N)S(T_{N-1}), \quad (11)$$

$$S(T_N) = b(\tau_N)P(T_{N-1}) + c(\tau_N)S(T_{N-1}), \quad (12)$$

где

$$c(\tau_N) = \frac{1}{4k_N} \left[(1 + k_N)^2 e^{-k_N \tau_N} - (1 - k_N)^2 e^{k_N \tau_N} \right]. \quad (13)$$

Уравнения (11) и (12) решаются при начальных условиях $P(T_0) = 1$, $S(T_0) = 0$.

Описанная процедура позволяет определить нужные интенсивности для произвольной реализации компонентов атмосферы. При достаточно большой выборке случайных реализаций нетрудно вычислить искомые средние характеристики среды, используя при этом интенсивности излучения, выходящего из обеих ее границ. Ввиду простоты приведенных

соотношений необходимая точность для интересующих нас значений числа N достигается при относительно небольших затратах машинного времени. На рис.5 показана зависимость ОСО наблюдаемого излучения от числа структурных элементов. Предполагается, что среда состоит из компонентов нескольких типов ($n > 2$), различающихся друг от друга величиной коэффициента рассеяния, которая равномерно распределена в некотором интервале $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$. Для выявления эффекта случайных изменений коэффициента рассеяния расчеты проведены при одинаковых значениях остальных параметров, характеризующих оптические свойства атмосферы.

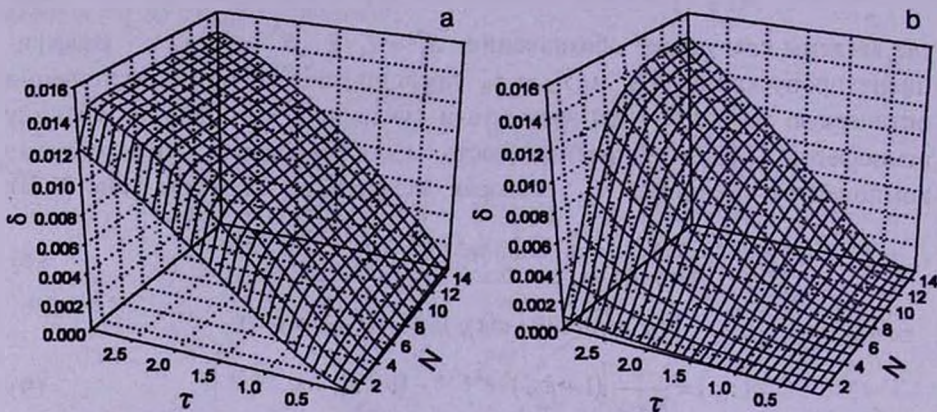


Рис.5. Зависимость ОСО интегральной интенсивности от числа компонентов и $\tau = \tau_1 = \tau_2$ при $S = 1$. (а) $\lambda_{min} = 0$, $\lambda_{max} = 0.4$; (б) $\lambda_{min} = 0.95$, $\lambda_{max} = 0.99$.

Из приведенных графиков можно сделать ряд важных заключений. Мы видим, что δ_N достаточно мало даже при сравнительно больших случайных изменениях λ . Если иметь в виду такие EUV линии протуберанцев, для которых роль диффузии излучения невелика, то приведенные оценки значительно меньше значений, получаемых при наблюдениях ярких областей ($\delta \approx 0.05$) и, тем более, разреженных частей указанных объектов ($\delta \approx 0.4 - 0.6$) (см. [3]). Из рис.5 следует также, что более чувствительны к изменениям λ те спектральные линии, для которых роль многократного рассеяния велика. При этом с увеличением N уровень флуктуаций наблюдаемого излучения повышается. Такое поведение резко отличается от вышерассмотренных случаев, когда указанные флуктуации обусловлены случайными изменениями других параметров. В связи с этим следует отметить, что на основе как наблюдений, так и теоретических расчетов при определении числа волокон в ярких областях спокойных солнечных протуберанцев, обладающих большой оптической толщиной и густотой волокон, обычно удается оценить нижнюю границу числа N (см., например, [9,10]). Полученные здесь результаты позволяют судить о разбросе значений величины λ в наблюдаемой области и получить представление о верхней границе

числа N . Так, например, по приведенному в работе [3] наблюдаемому значению ОСО для линии Ly_{α} ($\delta_N = 0.017$) можно заключить, что в данной области интервал изменений коэффициента рассеяния сравнительно невелик, а число волокон не превышает нескольких десятков.

4. *Данные наблюдений и заключительные замечания.* На данном этапе было бы не вполне оправданным использовать полученные в работе результаты для интерпретации наблюдательных данных. Проведенное нами исследование носит теоретический характер и призвано для получения некоторого более или менее грубого представления о характере и, естественно, о величинах наблюдаемых поверхностных флуктуаций объектов со сложной многокомпонентной структурой, вызванных различными причинами. Тем не менее, небезынтересно для сравнения исследовать вопрос о поведении ОСО в частотах спектральных линий на основе данных, полученных из наблюдений. Такое исследование возможно благодаря недавним наблюдениям спокойных солнечных протуберанцев в EUV диапазоне спектра с помощью спектрографа SUMER в рамках космической программы SOHO. Профили линий, измеренные для каждого из 120 пикселей вдоль щели спектрографа, позволяют определить интересующие нас средние характеристики поверхностных изменений.

На рис.6 приведены усредненные профили и ОСО для некоторых из

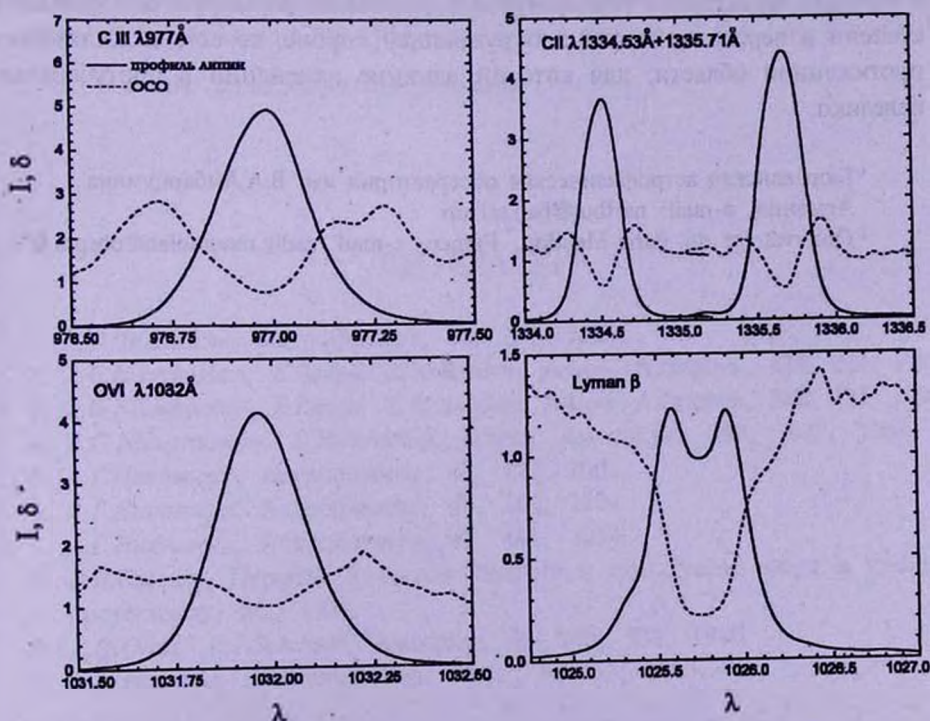


Рис.6. Профили эмиссионных EUV линий и частотная зависимость соответствующих ОСО. Числа на оси ординат относятся к значениям ОСО.

наиболее сильных *EUV* линий протуберанцев. Следует отметить, что поскольку ошибки измерений возрастают в далеких крыльях, то имеет смысл при сравнении рассматривать значения ОСО на сравнительно небольших расстояниях от центра линии. Однако даже с учетом данного замечания отчетливо видно, что уровень флуктуаций в крыльях линий выше, хотя такое повышение у разных линий проявляется различным образом. Например, у корональной линии OVI $\lambda 1032$ оно выражается слабее, чем у других линий. Это в равной мере относится и к другой линии указанного иона OVI $\lambda 1037.6$, данные которой мы здесь не приводим. Если учесть, что характерная температура $T_{\text{н}}$ образования указанных линий наиболее высокая ($\log T_{\text{н}} = 5.5$), то естественно предположить, что высокоионизованная плазма при этой температуре в меньшей степени подвержена изменениям оптической толщины. Некоторое промежуточное положение занимает линия CIII $\lambda 977$ ($\log T_{\text{н}} = 4.8$), у которой увеличение ОСО к крыльям линии резче. В общей сложности обнаруживается тенденция корреляции между глубиной депрессии в центральных частотах линии и характерной температурой образования линии, что, впрочем, должно быть проверено дальнейшими наблюдениями. Существование такой корреляции означало бы, что случайным изменениям оптической толщины в большей степени подвержены относительно холодные слои спокойных протуберанцев. Такое заключение легко объяснимо, поскольку линии с высокой характерной температурой образования формируются в большей степени в переходной зоне и окружающей короне, то есть в достаточно протяженной области, для которой влияние изменений в протуберанце невелико.

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

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

FLUCTUATIONS OF THE RADIATION INTENSITY OUTGOING FROM A MULTICOMPONENT STOCHASTIC ATMOSPHERE. II

A.G.NIKOGHOSSIAN¹, J.ABOUDARHAM², Z.MOURADIAN²

This part of the series of papers treats a more general problem which assumes that the fluctuations of radiation intensity emerging from a medium are due to the random variations of optical thickness of structural elements as well as to the power of energy sources they contain. The frequency dependence of the relative mean square deviation (RelMSD) is investigated for different proportions between realized parameters of the fine structural elements. It is shown that the level of fluctuations in the central frequencies of a line may be higher as well as lower than that in the far wings. The dependence of RelMSD on the number of components and the number of the possible realizations of their optical properties is discussed. Influence of the random variations of the scattering coefficient on the observed integral intensity of a spectral line is also investigated. For the purpose of comparison the observational results for some relatively strong *EUV* lines obtained in frameworks of the SOHO/SUMER space program are presented. The data we used point out the existence of correlation between the frequency dependence of RelMSD and the characteristic temperature of the line formation.

Key words: *atmospheres: lines: intensity*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Никогосян, Астрофизика, **45**, 273, 2002.
2. A.G.Nikoghossian, S.Pojoga, Z.Mouradian, Astron. Astrophys., **325**, 813, 1997.
3. A.G.Nikoghossian, S.Pojoga, Z.Mouradian, Astron. Astrophys., **342**, 785, 1999.
4. A.G.Nikoghossian, Z.Mouradian, Astron. Astrophys., **360**, 1095, 2000.
5. А.Г.Никогосян, Астрофизика, **47**, 123, 2004.
6. А.Г.Никогосян, Астрофизика, **47**, 289, 2004.
7. А.Г.Никогосян, Астрофизика, **47**, 481, 2004.
8. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
9. F.Q.Orall, E.J.Schmahl, Astrophys. J., **240**, 908, 1980.
10. J.M.Fontenla, M.Rovira, Solar Phys., **96**, 53, 1985.

УДК: 524.5

О ДИНАМИКЕ ВЕТРА С МАССОВЫМ НАГРУЖЕНИЕМ

Е.Е.МАТВИЕНКО, Ю.А.ЩЕКИНОВ

Поступила 7 ноября 2004

Принята к печати 12 января 2005

В работе рассматривается структура стационарного сферически-симметричного течения с распределенным источником и стоком массы: источник соответствует поступлению массы от испаряющихся облачков, сток - возможной конденсации газа в результате тепловой неустойчивости. Показано, что в зависимости от эффективности источника массы могут существовать три типа течений: а) всюду сверх- или дозвуковые течения, б) течения с одной и в) с двумя критическими (звуковыми) точками. Конденсация газа смещает критическую точку (если она существует) во внешние области. Внешняя гравитация не изменяет качественно структуры течения, в отличие от течений, в которых источники и стоки массы отсутствуют.

1. *Введение.* Динамика течений с массовым нагружением, т.е. с дополнительным поступлением массы за счет разрушения мелких конденсаций газа (облаков), привлекает в последнее время интерес при исследовании целого ряда астрофизических объектов, начиная от сверхкомпактных зон НII [1,2], остатков сверхновых [3-6] и звездного ветра [7-10] и заканчивая галактическим ветром [9], охлаждающимися течениями [11] и протогалактическими облаками [12]. Разрушение конденсаций газа может осуществляться как за счет испарения под действием окружающего их горячего газа или падающего на них излучения звезд [14-16], так и механическим путем под действием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца или Релея-Тейлора, развивающейся на поверхности облака при обтекании его межоблачным газом [7,17]. Как правило, доля объема, занимаемого облаками, мала, что позволяет описывать динамику такой смеси уравнениями монофазной жидкости с источниками, которые являются либо заданными функциями независимых переменных, либо в отдельных случаях функциями газодинамических переменных. Очевидно, добавление источников в уравнения движения существенным образом влияет на свойства течения, в частности, меняет топологию решений стационарного течения, а в некоторых случаях может исключать и саму возможность существования стационарных решений. Из общих соображений ясно, что, в свою очередь, это может кардинально влиять на структуру переходной области между ветром (или аккреционным потоком) и окружающим невозмущенным газом. В частности, положение и само существование ударных волн в таких течениях существенным образом зависит от свойств источников.

При рассмотрении такого рода задач обычно предполагается, что течение нагружается массой, поступающей в результате разрушения плотных облаков, так что источник массы в уравнении непрерывности положителен. Вместе с тем, в общем случае следует ожидать, что в оптически тонком радиационно остывающем течении возмущения плотности и/или температуры могут быть термически неустойчивы и приводить к конденсации части вещества. Конденсация газа за счет тепловой неустойчивости присуща, по-видимому, охлаждающимся течениям, где роль радиационных потерь определяюща [18-21]. Не исключено, что наблюдаемые в 21 см абсорбционные детали [22], или пространственно совпадающие филаменты в рентгеновской и Na эмиссии [23] в охлаждающихся течениях в скоплении галактик 2A0335+096 свидетельствуют о возникновении конденсаций за счет тепловой неустойчивости. В этом случае источник массы в уравнении непрерывности отрицателен, что, в свою очередь, вызывает изменения в структуре течения. До сих пор влияние стока массы на свойства стационарных течений не исследовалось, хотя из общих соображений ясно, что роль источника и стока массы в уравнениях движения принципиально различна. В настоящей работе мы исследуем общие свойства стационарных сферически-симметричных течений газа с непрерывно распределенными источниками и стоками массы. Обсуждение этих эффектов в контексте более конкретной проблемы молекулярных истечений в окрестности молодых звездных объектов будет дано в следующей работе.

В разделе 2 мы приводим систему динамических уравнений, а также обсуждаем приближения, используемые обычно при описании ветра с нагружением; в разделах 3 и 4 приведено описание стационарного ветра и обсуждение качественно новых эффектов, связанных с возможностью конденсации газа; в разделе 5 обсуждается влияние гравитации на характер стационарного течения; раздел 6 содержит резюме.

2. Основные уравнения. Уравнения динамики двухфазной среды в общем виде с учетом фазовых превращений были выписаны в [3,24]. В частном случае сферически-симметричного течения с неподвижной облачной компонентой они записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u r^2) = S - Q, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u^2 r^2) = -\frac{dP}{dr} - Qu - \frac{\rho U_G^2}{r}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[u r^2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] = \Gamma - \Lambda(T) \rho - \frac{\rho u U_G^2}{r} + \frac{S u^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma-1} PQ, \quad (3)$$

В этом случае правая часть уравнения движения (2) не содержит слагаемого с источником массы S , поскольку последняя инжектируется с нулевой средней скоростью и не несет импульса. Легко видеть, что даже если источник и сток в уравнении непрерывности уравновешивают друг друга, т.е. $S = Q$ и правая часть уравнения непрерывности равна нулю, это не эквивалентно случаю, когда обменные слагаемые тождественно равны нулю $S = Q = 0$. Действительно, при $S = Q = s_0$ обменные слагаемые в правой части уравнения импульса и энергии приобретают вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u r^2) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u^2 r^2) = -\frac{dP}{dr} - s_0 u - \frac{\rho U_G^2}{r}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[u r^2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] = \Gamma - \Lambda(T) \rho - \frac{\rho u U_G^2}{r} + \frac{s_0 u^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma-1} P s_0, \quad (6)$$

где в правой части уравнений движения (5) и энергии (6) остаются ненулевые слагаемые от источника и стока массы, которые определяются относительной скоростью облачной компоненты и межоблачного газа (в данном случае скорость межоблачной компоненты) и в общем случае очевидно не зануляются. Отсюда видно, что динамическая роль источника и стока массы в самом деле различны.

В простейшем случае стационарное сферически-симметричное течение разреженной (горячей) межоблачной фазы описывается следующими уравнениями:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u r^2) = S - Q, \quad (7)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u^2 r^2) = -\frac{dP}{dr} - Q u - \frac{\rho U_G^2}{r}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[u r^2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] = \Gamma - \Lambda(T) \rho - \frac{\rho u U_G^2}{r} + \frac{S u^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma-1} P Q, \quad (9)$$

где r - расстояние от центрального объекта, являющегося либо источником ветра, либо гравитирующим телом, поддерживающим аккрецию, $S(\rho, T, u, r)$ и $Q(\rho, T, u, r)$ - скорости поступления массы в горячую фазу за счет испарения облаков и ее конденсации в облака, соответственно (в дальнейшем мы будем называть их источником и стоком), Γ и Λr - скорости нагрева и охлаждения газа, $U_G^2 = GM/r$, M - масса центрального тела. Остальные обозначения общеприняты. Третье слагаемое в правой части уравнения энергии описывает изменение полной энергии газа во внешнем гравитационном поле, четвертое слагаемое - выделение тепла в разреженной фазе, связанного с работой сил трения при ускорении

вещества, поступающего от облаков, пятое слагаемое - уменьшение тепловой энергии разреженного газа при конденсации его в облака. Система уравнений (7)-(9) записана в предположении о том, что облачная компонента покоится, так что относительная скорость межоблачного газа и облаков равна u . Это обычное предположение, которое делается в теории стационарного ветра или аккреции с массовым нагружением (см. [1-11]). В общем случае уравнения (7)-(9) должны быть дополнены уравнениями движения облаков (см., например, [1]). Соответствующий анализ будет дан нами в отдельной работе. Следующее существенное упрощение, обычно принимаемое в теории течений с массовым нагружением, состоит в предположении о том, что источник и сток являются заданными функциями только пространственной переменной. Это предположение допускает сравнительно простое аналитическое или полуаналитическое описание и позволяет выявить основные качественные характеристики таких течений. Вместе с тем, отказ от него может привести в некоторых случаях к качественно новым особенностям из-за сильной зависимости скорости испарения облаков от температуры межоблачной фазы [20]. В настоящей работе мы принимаем, следуя [1-11], $S = S(r)$ и $Q = Q(r)$.

Одно из существенных предположений, неявно принимаемых при записи уравнений динамики в виде (7)-(9), связано с гомогенностью источника и стока, т.е. с предположением о гладкости функций $S = S(r)$ и $Q = Q(r)$. Справедливость этого предположения подразумевает в первую очередь, что пространственные и временные масштабы, соответствующие превращению одной фазы в другую, существенно меньше характерных масштабов задачи (см. более подробное обсуждение в [26]). Если говорить о конденсации межоблачного газа в облака, то это означает, что время тепловой неустойчивости межоблачного газа t_R существенно меньше звукового времени $t_s = r/c_s$, а расстояние между возникающими конденсациями (определяемое в свою очередь спектром возмущений) l_R мало по сравнению с расстоянием данного элемента газа от центрального объекта r . Соотношение между этими временами зависит от конкретной задачи. Для иллюстрации мы рассмотрим несколько примеров. Принимая для t_R оценку $t_R \sim kT/\Lambda n$, получим условие гомогенности стока массы в виде

$$r \gg \frac{kTc_s}{\Lambda n} \quad (10)$$

В задачах, связанных с галактическим ветром, температура межоблачного газа имеет порядок $\sim 10^6$ К, а плотность $\sim 10^{-3}$ см $^{-3}$ [27,28]. Принимая для функции охлаждения при $T \sim 10^6$ К оценку $\Lambda \sim 3 \times 10^{-22}$ эрг см $^{-3}$ с $^{-1}$ [29,30], получим из (10) $r \gg 1$ кпк. В сверхкомпактных зонах НII со средней плотностью $n \sim 10^3$ см $^{-3}$, температурой $T \sim 10^4$ К и функцией охлаждения

$\Lambda \sim 10^{-24}$ [24] условие (10) эквивалентно $r \gg 3 \times 10^{-4}$ пк. Из сравнения полученных ограничений с характерными размерами галактического ветра ($r > 10$ кпк) или сверхкомпактных областей НП ($r \sim 0.1$ пк) легко видеть, что для этих течений конденсация разреженного газа в облака существенна и может быть описана в приближении гомогенного стока. В противоположность этому, звездный ветер в среде с невозмущенной плотностью $n = 1 \text{ см}^{-3}$ без дополнительных источников массы за счет испарения облаков имеет слишком малую концентрацию газа и высокую температуру (как в зоне свободного расширения, так и в зоне сжатого ветра) (см. [31]), так что условие (10) оказывается эквивалентным $r \gg 3 - 10$ пк в зоне свободного расширения (размер которой составляет 5-7 пк) и $r \gg 10$ пк в зоне сжатого ветра (размером 15-20 пк). Таким образом, в этом случае эффекты, связанные с тепловой неустойчивостью оказываются несущественными. Что касается второго условия $l_R \ll r$, то здесь все определяется спектром возмущений. Заметим в этой связи, что возмущение течений в двухфазных средах может быть связано кроме прочих причин собственно с присутствием облаков. При испарении облаков или при их разрушении за счет гидродинамических неустойчивостей поступающая от них масса вызывает перераспределение плотности и скорости в непосредственном окружении, которое и может послужить начальным возмущением, способным развиваться затем под действием тепловой неустойчивости. Вообще говоря, даже в отсутствие потери массы облаками они своим движением возбуждают движения и в межоблачной фазе. В таких условиях, очевидно $l_R \sim l_c$, где l_c - характерное расстояние между облаками.

Другим существенным предположением, принятым в уравнениях (7)-(9), является предположение о мгновенном (т.е. на временах, значительно меньших характерных времен задачи) перемешивании вещества, поступающего от источников с веществом разреженной фазы. В том случае, если интенсивное перемешивание отсутствует, источники массы приводят к локальному увеличению плотности. Хотя в этом случае течение нагружается дополнительной массой, однако его описание должно осуществляться уравнениями, учитывающими значительные (нелинейные) флуктуации плотности. Предполагается обычно, что эффективное перемешивание осуществляется турбулентными движениями, присутствующими в той или иной мере в двухфазной среде. В этой связи важно отметить, что сам процесс разрушения облака под действием гидродинамических неустойчивостей сопровождается развитием нерегулярных движений вблизи границы облака [7,17], которые затем переносятся в окружающее пространство. При тепловом испарении облаков в переходной области между облаком и межоблачным газом могут развиваться сильные движения с числом Маха порядка единицы [16], затухающие на масштабах, значи-

тельно (в 3-10 раз) превышающих размеры облака. Совокупность таких облаков, движущихся друг относительно друга, способны поддерживать турбулентные движения в межоблачной фазе. Следует отметить кроме этого, что в сверхзвуковых течениях двухфазных смесей с обменом массы между фазами развивается присущая таким течениям гидродинамическая неустойчивость [26,32], способная инициировать развитие турбулентности. Это может служить основанием для использования нами приближения мгновенного перемешивания, хотя строгое обоснование в настоящее время отсутствует (см. также обсуждение в [9]).

При рассмотрении течений без учета радиационных потерь уравнение состояния, дополняющее систему (7)-(9), принимается адиабатическим с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$. Коль скоро мы рассматриваем в настоящей работе течения с возможной конденсацией разреженного газа, то радиационные потери по определению являются существенными (см. оценки выше). В общем случае это требует явного решения уравнения энергии (см., например, [11]), однако при определенных условиях система быстро релаксирует к тепловому балансу, который часто соответствует изотермическому режиму (см. подробное обсуждение в [8]). С учетом этого, мы будем пользоваться далее уравнением состояния

$$P = c_s^2 \rho, \quad (11)$$

где $c_s = \text{const}$ - скорость звука.

3. *Стационарный ветер с однородными источниками.* При рассмотрении течений в зонах III или звездного ветра с нагружением ролью гравитации от центрального тела обычно пренебрегается (см. [2,8]): для центральной звезды с массой $M \approx 10 M_\odot$ и скоростью звука в газе $c_s \geq 15 \text{ км с}^{-1}$ гравитация существенна только на расстояниях $r \leq 2GM/c_s^2 \leq 10^{15} \text{ см}$, значительно меньших характерного размера компактной зоны III, $\sim 0.1 \text{ пк}$. Чтобы качественно понять свойства такого течения, остановимся вначале на анализе случая, когда источник и сток массы не зависят от радиальной переменной, т.е. $S = \text{const}$ и $Q = \text{const}$. (Заметим, что при этом формально полное производство массы во всем объеме $\int_0^\infty r^2(S-Q)dr$, расходится, если только $S \neq Q$). В этом случае система уравнений (7)-(9) с учетом (11) может быть сведена в безразмерном виде к уравнению

$$(m^2 - 1) \frac{dm}{d\xi} = \frac{2m}{\xi} - \frac{3a(m^2 + 1 - \chi)m\xi^2}{3 - (1 - \chi)a + (1 - \chi)a\xi^3}, \quad (12)$$

где $m = u/c_s$ - число Маха, $\xi = r/r_0$, r_0 - радиус звезды, $a = 4\pi S r_0^3 / \dot{M}$, $\dot{M}$ - скорость истечения массы из звезды, $\chi = Q/S \geq 0$. (Заметим, что случай $\chi = 1$, когда в правой части уравнения непрерывности полный приток массы равен нулю $Q - S = 0$, не эквивалентен тождественному

отсутствию обмена массой между фазами). При этом решение для потока массы имеет вид

$$\rho u = \frac{M}{4\pi r_0^2 \xi^2} \left[\frac{1}{3}(1-\chi)a\xi^3 - \frac{1}{3}(1-\chi)a+1 \right], \quad (13)$$

откуда видно, что при $\chi \leq 1$ поток массы не обращается в нуль нигде в области $\xi > 1$. Это достаточно очевидный вывод, означающий, что непрерывные решения могут существовать только в том случае, если скорость конденсации в каждом элементе объема не превосходит скорости поступления массы. При $\chi > 1$ стационарные решения нефизичны, поскольку они соответствуют наличию бесконечно тонкого слоя с бесконечной массой при

$$\xi_0^3 = 1 + \frac{3}{|1-\chi|a}. \quad (14)$$

Положение критической точки, т.е. точки, в которой решение переходит из дозвукового режима в сверхзвуковой или наоборот, определяется равенством нулю правой части уравнения (12) при $m=1$

$$\xi_c = \left[\frac{6-2(1-\chi)a}{(4-\chi)a} \right]^{1/3}. \quad (15)$$

Легко видеть из (15), что при $a=0$, т.е. в отсутствие нагружения, $\xi_c = \infty$, так что течение является всюду либо дозвуковым, либо сверхзвуковым в зависимости от граничных условий. При $a \neq 0$ критическая точка находится за пределами звезды, $\xi_c > 1$, если $a < 2/(2-\chi)$. Это означает, что существует предельное нагружение, при котором еще возможно критическое стационарное течение. При больших значениях параметра a стационарные течения не пересекают звуковую точку. Следует подчеркнуть, что с формальной точки зрения задача некорректна при $\chi \neq 1$ (в том числе и в случае простого нагружения, т.е. $\chi=0$), поскольку при этом поток массы ρu расходится при $\xi \rightarrow \infty$. Однако в реальной ситуации течения всегда ограничены поверхностью их взаимодействия с окружающим невозмущенным газом, что позволяет включать в рассмотрение и случаи с $\chi \neq 1$.

Разлагая уравнение (12) в окрестности критической точки $(m, \xi) = (1, \xi_c)$, найдем уравнение для производной числа Маха m' при $\xi = \xi_c$ ($a \neq 0$)

$$m' = \frac{1+\chi}{4(2-\chi)\xi_c} \pm \frac{1}{\xi_c} \sqrt{\frac{(1+\chi)^2}{16(2-\chi)^2} - \frac{(4-\chi)}{(2-\chi)}}, \quad (16)$$

откуда видно, что при $\chi \leq 1$ критическая точка является фокусом. Типичные интегральные кривые представлены на рис.1 для двух значений χ .

Легко показать, что ни при каких значениях начального числа Маха не существует решений, которые имели бы асимптотику $m \rightarrow 0$ при

$\xi \rightarrow \infty$. Это видно из того факта, что кривая $m_0(\xi)$, на которой правая часть уравнения (12) меняет знак (от отрицательного над кривой $m_0(\xi)$ к

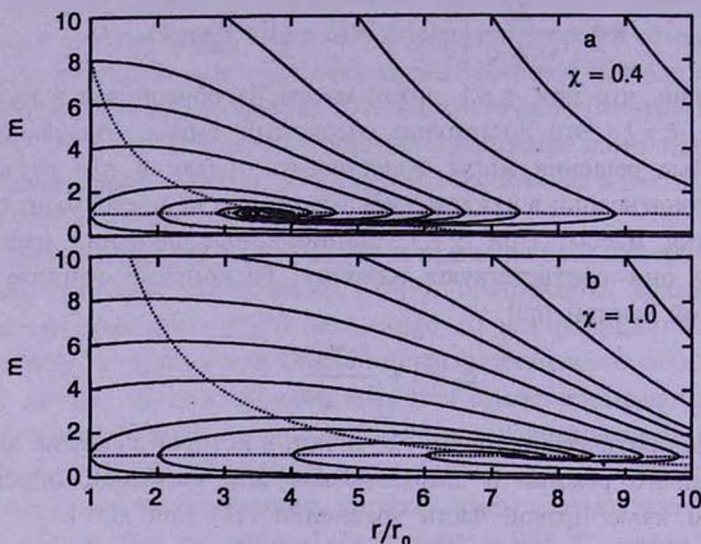


Рис.1. а) Интегральные кривые для $\chi = 0.4$; б) для $\chi = 1.0$, штриховой линией показана зависимость $m' = 0$.

положительному под ней), пересекает ось абсцисс при конечном значении

$$\xi_{\pm} = \left[\frac{6 - 2(1 - \chi)a}{(1 - \chi)a} \right]^{1/3} \quad (17)$$

Асимптотически, $m \propto \xi$ при $\xi \rightarrow \infty$. Лишь при $\chi = 1$ $\xi_{\pm} = \infty$. Поэтому любая кривая, выходящая из критической точки, возвращается затем в начало координат $\xi = 1$ через сверхзвуковую область. Таким образом, нагруженные стационарные течения с постоянным источником массы $S = \text{const}$ во всем пространстве не имеют решений как непрерывных, так и разрывных (с переходом с одной интегральной кривой на другую с образованием ударной волны), связывающих покоящуюся межзвездную среду на бесконечности с ветром в окрестности звезды.

4. Стационарный ветер с неоднородными источниками.

Рассмотрим теперь более общий случай течений с источником и стоком, зависящими от радиальной переменной степенным образом: $S = Ar^a$ и $Q = Br^b$. Уравнение стационарного ветра имеет в этом случае вид

$$(m^2 - 1) \frac{dm}{d\xi} = \frac{2m}{\xi} - a(m^2 + 1 - \chi \xi^{b-a}) \left[1 + a \frac{\xi^{3+\alpha} - 1}{3 + \alpha} - a\chi \frac{\xi^{3+\beta} - 1}{3 + \beta} \right]^{-1} m \xi^{2+\alpha}, \quad (18)$$

где $a = 4\pi r_0^3 S(r_0)/\dot{M}_0$, $\chi = Q(r_0)/S(r_0)$.

Очевидно, что стационарные решения существуют только в том

случае, если поток массы нигде не обращается в нуль

$$\rho u = r^{-2} \int_{r_0}^r (Ar^\alpha - Br^\beta) r'^2 dr'^2 + \rho_0 u_0 r_0^2 r^{-2} > 0. \quad (19)$$

В качестве дополнительного условия, ограничивающего параметры α , β , A и B , потребуем сходимости интегралов в правой части (19) при $r = \infty$

$$\alpha < -3, \quad \beta < -3. \quad (20)$$

Условие (19) выполняется всегда, если сохраняется полная масса межзвездного газа

$$\int_{r_0}^{\infty} (Ar^\alpha - Br^\beta) r^2 dr = 0, \quad (21)$$

эквивалентное равенству

$$\chi = \frac{|\beta| - 3}{|\alpha| - 3}. \quad (22)$$

В области положительных α и β условия (19) и (21) выполняются тождественно, если $\alpha = \beta$ и $A = B$. Этот случай соответствует локальному детальному балансу массы, при котором правая часть уравнения (18) принимает вид

$$\frac{2m}{\xi} - am^3 \xi^{2+\alpha}, \quad (23)$$

так что условие существования критической точки $\xi_c > 1$ соответствует ограничению $a > 2$ при $\alpha < -3$ и $a < 2$ при $\alpha > -3$. В противном случае стационарное течение может существовать либо всюду дозвуковым, либо всюду сверхзвуковым.

Течения с источником и стоком, удовлетворяющим полученным здесь ограничениям, принципиально отличаются от течений, рассмотренных в разделе 3, а также в работах [8,9], где вопрос о сохранении массы межзвездного газа во всем объеме не принимался во внимание. (С этой точки зрения полученные в разделе 3 и в [8,9] результаты могут рассматриваться только как локальные, т.е. имеющие место в ограниченном объеме). Чтобы убедиться в этом, рассмотрим поведение кривой $m_0(\xi)$, вдоль которой производная m' , т.е. правая часть уравнения (18), меняет знак

$$m_0^2(\xi) = \left(\chi + \frac{2}{|\alpha| - 3} \right) \xi^{|\alpha| - 3} + \frac{2}{a} \xi^{-1/\chi} - \frac{2}{|\alpha| - 3} - 1. \quad (24)$$

Кривая $m_0^2(\xi)$ имеет минимум при ξ_0 , определяемым уравнением

$$\xi_0^{|\alpha| - 3 + 1/\chi} = \frac{2[2 + \chi(|\alpha| - 3)]}{a\chi}. \quad (25)$$

На рис.2 показана зависимость значения функции $m_0^2(\xi)$ в точке минимума

ξ_0 от параметра χ для нескольких значений a . Как видно из рисунка, при a , превышающем некоторое критическое значение a_c (при $\alpha = -4$ $a_c = 2.6$), кривая $m_{\min}(\xi)$ остается всюду ниже звуковой линии $m=1$. В

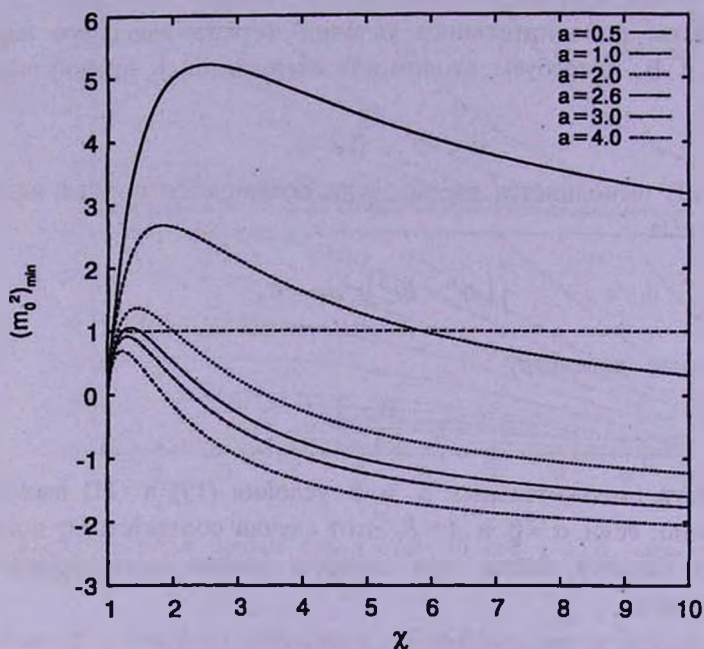


Рис.2. Значение $m_0^2(\xi_0)$ в точке минимума ξ_0 как функция χ для разных значений a .

этом случае существуют две критические точки на фазовой плоскости, и решения представлены семейством интегральных кривых, ограниченных двумя сепаратрисами, см. рис.3а.

При этом одна из критических точек (внутренняя) оказывается фокусом, другая (внешняя) - седлом, через нее проходит сепаратриса (рис.3б). В этом случае сепаратриса описывает непрерывное (безударное) течение, связывающее внутренний сверхзвуковой режим с покоящимся на бесконечности межзвездным газом. Однако возможны в принципе и течения, в которых внутренний сверхзвуковой ветер отделен от окружающего газа разрывом - ударной волной, как схематически показано на рис.3б. Мы не останавливаемся в настоящей работе на обсуждении локализации разрыва. В настоящее время этот вопрос далек от понимания. Среди возможных подходов можно отметить два: первый [1] основан на предположении, что разрыв устанавливается в точке, в которой внешнее и внутреннее решения соответствуют соотношениям Гюгонио на фронте ударной волны, во втором [9] предполагается, что ударная волна возникает в точке с числом Маха, равным 2, в которой в магнитогидродинамических течениях с массовым нагружением развивается

неустойчивость [33]. Заметим в этой связи, что чисто газодинамические плоские течения с нагружением неустойчивы при переходе через из дозвукового в сверхзвуковой режим [32], поэтому распространение свойств нагруженных МГД течений на простые газодинамические кажется недостаточно обоснованным.

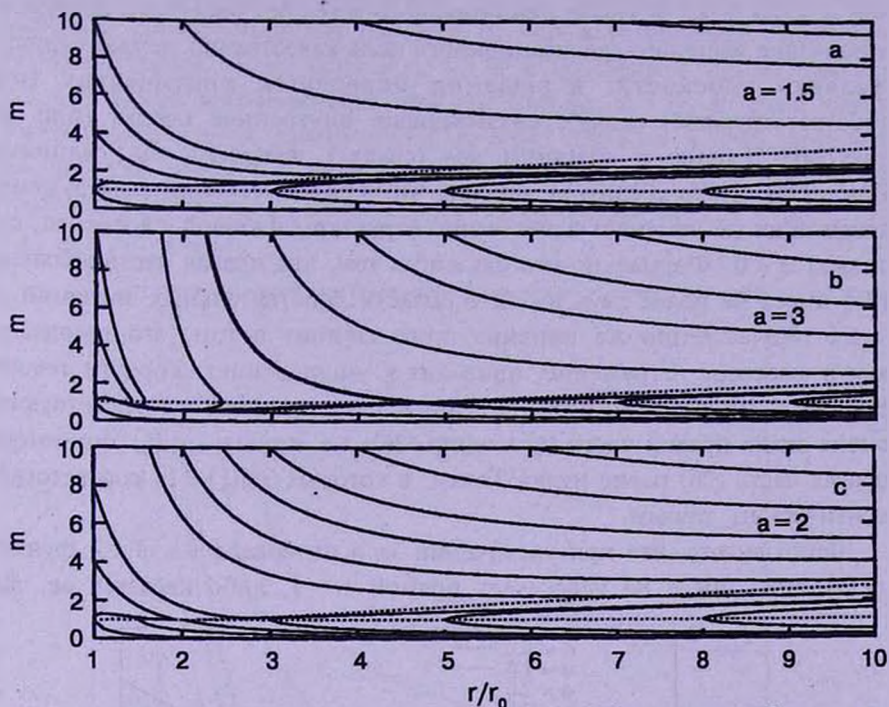


Рис.3. Семейства интегральных кривых для случая, когда $m_0^2(\xi_0) > 1$ (а); $m_0^2(\xi_0) < 1$ (б); $m_0^2(\xi_0) = 1$ (с).

При $a < a_c$ существует ограниченный интервал значений χ (например, при $\alpha = -4$, $a = 1.5$, $1.2 < \chi < 3$), в котором кривая $m_0(\xi)$ остается всюду выше звуковой линии $m = 1$. В этом случае решения представлены тремя семействами интегральных кривых: всюду сверхзвуковые течения ($m > 1$), течения, проходящие через звуковую точку с разрывом производной, либо всюду дозвуковые ($m < 1$), рис.3а. Для χ вне этого интервала решения аналогичны решениям, показанным на рис.3б. В граничных точках интервала (а также при $a = a_c$, когда этот интервал вырождается в точку) кривая $m_0(\xi)$ касается линии $m = 1$.

В этом случае решения представлены семейством интегральных кривых, касающихся звуковой точки (которая является седлом) и разделенных сепаратрисами, рис.3с.

5. Роль гравитации. Для выявления качественной роли гравитации мы рассмотрим здесь для простоты случай внешнего гравитационного

поля, создаваемого точечной массой: $\Phi = GM/r$. Уравнение стационарного ветра имеет в этом случае вид

$$(m^2 - 1) \frac{dm}{d\xi} = \frac{2m}{\xi} - \omega \frac{m}{\xi^2} - a(m^2 + 1 - \chi \xi^{\beta-\alpha}) \left[1 + a \frac{\xi^{3+\alpha} - 1}{3+\alpha} - a \chi \frac{\xi^{3+\beta} - 1}{3+\beta} \right]^{-1} m \xi^{2+\alpha}, \quad (26)$$

где $\omega = GM/c_s^2 r_0$. В задаче стационарного ветра без массового нагружения включение внешнего гравитационного поля качественно меняет структуру фазовой плоскости: в решении появляется критическая точка (соответствующая седлу), связывающая внутреннее сверх- (или до-) звуковое течение с внешним до- (сверх-) звуковым, см., например, обзор [34]. Легко убедиться, однако, что в случае течений с нагружением гравитация не изменяет качественно структуры фазовой плоскости, если только $a \neq 0$. Формально это связано с тем, что правая часть уравнения (26) имеет не более двух нулей в области действительных значений для $\omega \geq 0$. Качественно же причина этого состоит в том, что гравитация, как и массовое нагружение, приводит к уменьшению скорости течения. На рис.4 на плоскости (ξ, m) приведены кривые, соответствующие смене знака правой части уравнения (26), т.е. кривые $m_0(\xi)$, на которых правая часть (26) равна нулю. Точки, в которых $m_0(\xi) = 1$, соответствуют критическим точкам.

Легко видеть, что при увеличении ω в интервале $0 < \omega \leq 2$ функция $m_c(\xi)$ либо нигде не пересекает прямой $m = 1$, либо касается ее, либо

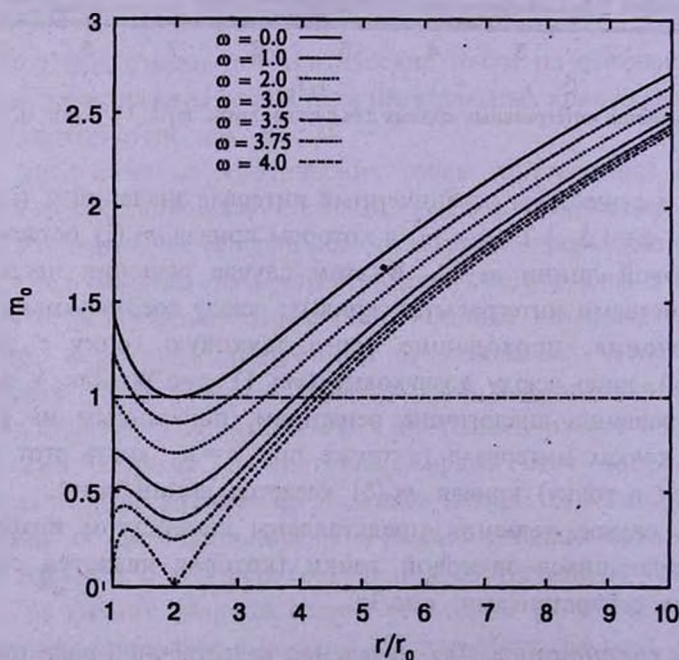


Рис.4. Кривые $m_c(\xi)$, на которых правая часть уравнения (14) меняет знак для значений $\omega = 0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4$ сверху вниз.

пересекает в двух точках. При $\omega > 2$ меньший корень уравнения $m_c(\xi) = 1$ оказывается за пределами области течения $\xi_{min} < 1$, и при последующем увеличении ω в области течения $\xi \geq 1$ существует только один корень. Таким образом, при увеличении роли гравитации, т.е. $\omega > 0$, структура интегральных кривых на плоскости (ξ, m) претерпевает изменения, качественно соответствующие переходу от меньших значений параметра a без критической точки (рис.3а, $a=1.5$) к большим с одной (рис.3с, $a=2$) и с двумя критическими точками (рис.3б, $a=3$), и затем опять к решениям с одной критической точкой, близких к стандартному решению для ветра без массового нагружения, см. [34]: типичный фазовый портрет показан на рис.5, где представлена модель с $\omega = 3.75$, $a = 2$, $\chi = 2$, $\alpha = -4$.

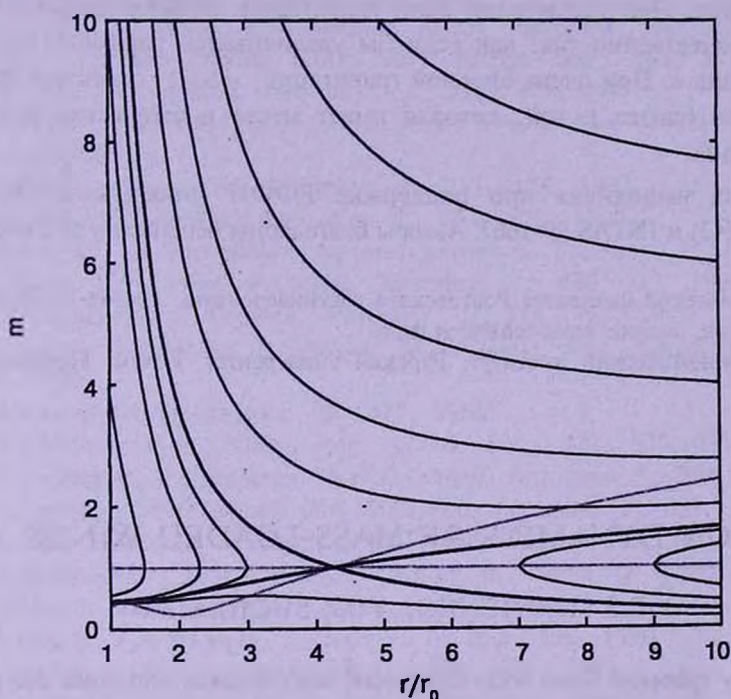


Рис.5. Семейство интегральных кривых для нагруженного течения во внешнем гравитационном поле: $\omega = 3.75$, $a = 2$, $\chi = 2$, $\alpha = -4$.

6. Заключение. Обсуждаемые в работе вопросы можно резюмировать следующим образом:

1. Включение в уравнения движения конденсации (т.е. стока) газа меняет характер стационарных решений. В частности, при постоянных (не зависящих от радиуса) источнике и стоке массы критическая точка смещается тем дальше от центральной звезды, чем эффективнее конденсация.

2. Учет конденсации (стока) газа позволяет описывать физически

корректную задачу о нагруженном ветре, т.е. позволяет избежать расходимости массы нагружения. При степенной зависимости источника и стока от пространственной переменной $S = Ar^\alpha$, $Q = Br^\beta$ это накладывает ограничения на показатели степеней $\alpha < -3$, $\beta < -3$ и устанавливает определенные соотношения между A и B .

3. В зависимости от этого соотношения возможны два типа стационарных решений: первый тип соответствует всюду дозвуковым или всюду сверхзвуковым течениям, не переходящим друг в друга; второй - дозвуковым или сверхзвуковым течениям, отделенным друг от друга сепаратрисами, т.е. критическими течениями.

4. Гравитация не приводит к качественному изменению характера течений в тех случаях, когда $a \neq 0$, т.е. когда существует массовое нагружение. При увеличении роли гравитации характер решений изменяется качественно так, как если бы увеличивался параметр массового нагружения a . При очень сильной гравитации, $\omega \gg 1$, структура фазовой плоскости близка к той, которая имеет место в отсутствие массового нагружения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 00-02-17689, 02-02-17642) и INTAS 99-1667. Авторы благодарны рецензенту за замечания.

Физический факультет Ростовского госуниверситета, Ростов-на-Дону,
Россия, e-mail: ematvien@phys.rsu.ru
Астрономический институт, Рурский университет, Бохум, Германия

ON DYNAMICS OF MASS-LOADED WINDS

E.E.MATVIENKO, YU.A.SHCHEKINOV

Steady spherical flows with distributed mass sources and sinks are considered: the sources corresponds to mass ejection due to evaporating cloudlets, the sinks to a possible gas condensation through thermal instability. It is shown that three types of flows may exist depending on the efficiency of the mass source: a) either everywhere supersonic or subsonic flows, b) flows with one and c) two critical (sound) points. Gas condensation shifts the critical point (if exists) to outer regions. It is shown that external gravitation does not change qualitatively the flow structure, contrary to the flows without mass sources and sinks.

Key words: *Spherical flows: dynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.E.Dyson, R.J.R.Williams, M.P.Redman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **277**, 700, 1995.
2. *S.Lizano, J.Cantó, G.Garay, D.Hollenbach*, Astrophys. J., **468**, 739, 1996.
3. *L.L.Cowie, C.F.McKee, J.P.Ostriker*, Astrophys. J., **247**, 908, 1981.
4. *J.P.Chizé, B.Lazareff*, Astron. Astrophys., **95**, 194, 1981.
5. *J.E.Dyson, N.W.Hartquist*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **228**, 453, 1987.
6. *R.L.White, K.S.Long*, Astrophys. J., **373**, 543, 1991.
7. *T.W.Hartquist, J.E.Dyson, M.Pettini, L.J.Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **221**, 715, 1986.
8. *R.J.R.Williams, T.W.Hartquist, J.E.Dyson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **446**, 759, 1995.
9. *S.J.Smith*, Astrophys. J., **473**, 773, 1996.
10. *J.M.Pittard, J.E.Dyson, T.W.Hartquist*, Astron. Astrophys., **367**, 1000, 2001.
11. *G.Tabor, J.Binney*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **263**, 323, 1993.
12. *S.Ikeuchi, C.A.Norman*, Astrophys. J., **375**, 479, 1991.
13. *N.J.Shaviv, A.Dekel*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 2003, submitted, astro-ph/0305527.
14. *L.L.Cowie, C.F.McKee*, Astrophys. J., **211**, 135, 1997.
15. *F.Bertoldi, C.F.McKee*, Astrophys. J., **354**, 529, 1990.
16. *I.Kovalenko, Yu.Shchekinov*, Astron. Astrophys. Transact., **1**, 129, 1992.
17. *R.I.Klein, C.F.McKee, P.Colella*, Astrophys. J., **420**, 213, 1994.
18. *W.G.Mathews, J.N.Bregman*, Astrophys. J., **224**, 308, 1978.
19. *L.L.Cowie, A.C.Fabian, P.E.Nulsen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **191**, 399, 1980.
20. *Е.В.Волков*, Астрофизика, **24**, 477, 1986.
21. *P.E.J.Nulsen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **221**, 377, 1986.
22. *B.R.McNamara, J.N.Bregman, R.W.O'Connell*, Astrophys. J., **360**, 20, 1990.
23. *C.L.Sarazin, R.W.O'Connell, B.R.McNamara*, Astrophys. J., **397**, L31, 1992.
24. *F.H.Shu, V.Milione, W.Gebel et al.*, Astrophys. J., **173**, 557, 1972.
25. *Е.Е.Матвиеенко, Ю.А.Шекинов*, Астрон. ж., 2004, (в печати).
26. *Н.Камава, Ю.А.Шчekinov*, Astrophys. J., **486**, 840, 1997.
27. *J.C.Houck, J.N.Bregman*, Astrophys. J., **352**, 506, 1990.
28. *G.Einaudi, A.Ferrara*, Astrophys. J., **371**, 571, 1991.
29. *С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер*, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979.
30. *L.Spitzer, Jr.*, Physical Processes in the Interstellar Medium, 1978, New York, J.Wiley & S, пер.: Физические процессы в межзвездной среде, Мир, М., 1981.
31. *R.Weaver, R.McCray, J.Castor, P.Shapiro, R.More*, Astrophys. J., **218**, 377, 1977.
32. *Yu.A.Shchekinov*, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., **82**, 69, 1996.
33. *А.А.Галеев, И.Х.Хабибрахманов*, Письма в Астрон. ж., **16**, 468, 1990.
34. *T.E.Holzer, W.I.Axford*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **8**, 31, 1970.

УДК: 524.74

Краткие сообщения

ОБ АКТИВНОЙ ГАЛАКТИКЕ KAZ 49

1. *Введение.* Впервые морфологические особенности галактики Kaz 49 [1,2] были выявлены на основе прямых снимков, полученных с помощью 2.6-м телескопа БАО [3].

В дальнейшем по спектрам, полученным на ЗТШ 2.6-м КрАО и БТА 6-м САО, были выявлены спектральные особенности этой галактики [4,5].

По эквивалентным ширинам и относительным интенсивностям линий излучения в спектрах галактики Kaz 49 были оценены величины многих физических характеристик этой сейфертовской галактики с кратным ядром и с НII-областями [6-8].

Галактика Kaz 49 была признана и как НII-область [9], и как галактика типа Sy 1.9 ($FWHM = 1150$ км/с) [10], была исследована в числе объектов IRAS (15564+6359, $V = 9378$) [11], в числе небогатых групп галактик (WBL 598, $Z = 0.03045$) [12] и, наконец, как сочетания НII-областей со слабым Sy2 компонентом [13].

На рис.1 приведена изоденситометрическая картина галактики Kaz 49, полученная при помощи микроденситометра PDS БАО (прямой снимок получен на телескопе ЗТА 2.6-м БАО).

На рис.1 заметна трехкомпонентная структура ядерной области галактики размером $8''$, от которой примерно на таких же расстояниях от центра отчетливо видны весьма яркое северное компактное сгущение и едва заметное южное.

Северное сгущение, которое обладает спектром высокого возбуждения и маленькими размерами (диаметр порядка 1 кпк), является НII-областью [7].

2. *Наблюдения и результаты.* С целью определения природы восточной и западной составляющих ядерной области Kaz 49, в 1990г. были проведены наблюдения на 6-м телескопе САО, с помощью телевизионного 1000-канального сканера. Были получены спектры красных и синих областей вышеупомянутых двух компонентов. В качестве стандартной звезды наблюдалась 0823 + 546 [14,15]. В табл.1 приводятся данные о наблюдениях.

Наблюдения были обработаны с помощью программы SIPRAN для

сканерных наблюдений.

На рис.2 приведены регистрограммы спектров двух ядерных компонентов в двух спектральных областях. Восточный компонент ядерной области галактики Kaz 49 весьма яркий и компактный (диаметр порядка 1 кпк), является HII-областью. Западный компонент ядерной области галактики имеет спектр с яркими эмиссионными линиями высокого возбуждения. Здесь линии бальмеровской серии водорода в два раза шире, чем запрещенные линии [NII] $\lambda\lambda$ 6583, 6548 Å, [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 Å. Именно этот компонент и является ядром сейфертовского типа галактики Kaz 49.

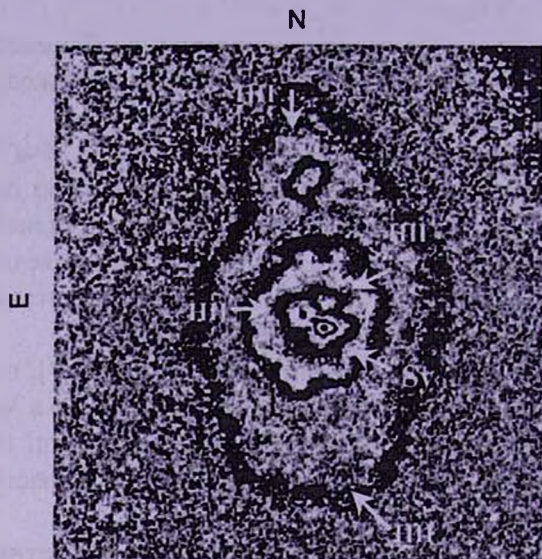


Рис.1. Изоденситометрическая картина галактики Kaz 49.

Отметим, что эмиссионные линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 Å и H β с коротковолновой стороны спектра имеют отчетливо заметные компоненты.

При получении спектров ядра галактики в щель попадало и яркое, весьма компактное третье сгущение центральной области галактики, находящееся с северной стороны, непосредственно по-соседству с ядром галактики. Вышеупомянутые компоненты, по всей вероятности, принадлежат

Таблица 1

ДАННЫЕ О НАБЛЮДЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ СКАНЕРА НА 6-м ТЕЛЕСКОПЕ

Объект	Дата наблюдения	Экспозиция (с)	Решетка
Восточн. комп.	2.04.90	976.0	B1-5730
		1668.0	B1-5860
Западн. комп.	2.04.90	987.0	B1-5730
		1643.0	B1-5860

именно этому сгущению, которое также является HII-областью галактики.

Вероятно, наличие такого же компонента у линии $H\alpha$ и является причиной того, что отношение интенсивностей запрещенных линий азота $I([NII]\lambda 6583)/I([NII]\lambda 6548) = 1$, вместо теоретически ожидаемого отношения, равного 3.

Таблица 2

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В КОМПОНЕНТАХ ЯДРА ГАЛАКТИКИ KAZ 49

Компонент	$\frac{I(5007)}{I(H\beta)}$	$\frac{I(4959)}{I(H\beta)}$	$\frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)}$	$\frac{I(6583)}{I(H\alpha)}$
Западн.	2.1	0.8	3.1	0.5
Восточн.	2.6	1.0	2.8	0.6

Разница лучевых скоростей между этой HII-областью и ядром галактики Kaz 49 порядка 700 км/с.

И, наконец, последние наблюдения галактики Kaz 49 были выполнены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории, в первичном фокусе. В июне 1998г. были получены изображения галактики с помощью ПЗС - матрицы. 5-минутными экспозициями, в трех цветах R , V , I , используя при этом фильтры Джонсон соответственно вышеупомянутым областям. Фотометрия производилась с помощью программы MIDAS (в качестве стандарта была наблюдена NGC 7790 [16]).

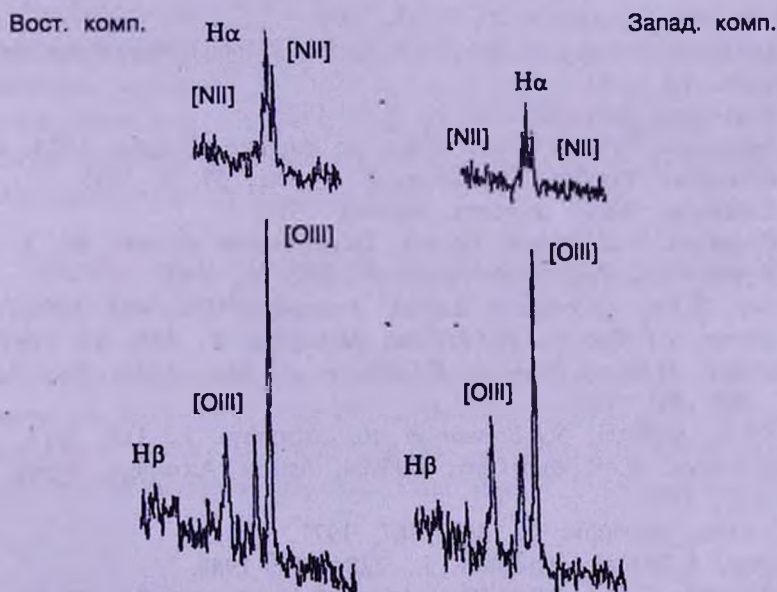


Рис.2. Регистрограммы эмиссионных линий $[NII]$, $H\alpha$, $[OIII]$, $H\beta$ компонентов ядра галактики Kaz 49.

Для галактики Kaz 49 получились значения звездных величин 15.27, 15.47, 15.29 в цветах R , V , I соответственно (при $FWHI$ 2.7 Å, 2.5 Å, 2.6 Å).

После обнаружения среди галактик Маркаряна двойных и кратных ядер [17] стала очевидной высокая частота встречаемости галактик с кратными ядрами среди галактик с УФ-избытком.

Автор считает своим долгом выразить благодарность Е.Г.Никогосян за неоценимую помощь при обработке данных наблюдений.

On the active galaxy Kaz 49. The results of spectrophotometry and colorimetry of spiral galaxy Kaz 49 with UV excess, based on the observations on 6-m SAO and 2.6-m BAO telescopes, are presented. The east component of nucleus is HII region. The spectrum of west component shows the Seyfert peculiarities. The R , V , I magnitudes of the galaxy are estimated.

Key words: *galaxies:active - galaxies:spectrophotometry - individual:Kaz 49*

17 мая 2004

Бюраканская астрофизическая обсерватория
им. В.А.Амбарцумяна, Армения,
e-mail: anahit_y@hotmail.com

А.А.Егiazарян
А.А.Yeghiazarian

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, *Астрофизика*, 15, 5, 1979.
2. Б.А.Воронцов-Вельяминов, А.А.Красногорская, *Морфологический каталог галактик*, т.1, 1962.
3. А.А.Егiazарян, *Астрофизика*, 19, 631, 1983.
4. А.А.Егiazарян, Тезисы докл. конф. по физике, Ереван, 1983, с.113.
5. А.А.Егiazарян, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, 57, 8, 1985.
6. А.А.Егiazарян, *Канд. диссерт.* Ереван, 1978.
7. А.А.Егiazарян, Э.Е.Хачикян, *Сообщ. Бюраканской обсерв.*, 60, 3, 1988.
8. А.А.Yeghiazarian, *Report Sci. Invest.*, AUA, 70, 1995.
9. T.Boller, H.Fink, S.Schaeidt, *Astron. Astrophys.*, 291, 403, 1994.
10. E.C.Moran, J.P.Halpern, D.J.Jelfand, *Astrophys. J.*, 433, 65, 1994.
11. A.Lawrence, M.Rowan-Robinson, R.C.Ellis et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 308, 897, 1999.
12. R.A.White, M.Bliton, S.P.Bravsar et al., *Astrophys. J.*, 118, 2014, 1999.
13. A.C.Goncalves, M.-P.Veron-Cetty, P.Veron, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 135, 437, 1999.
14. R.P.S.Stone, *Astrophys. J.*, 218, 767, 1977.
15. P.Massey, K.Strobel, *Astrophys. J.*, 328, 315, 1988.
16. S.C.Odowain, C.Bryja, R.M.Haumphreys, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 104, 553, 1992.
17. А.Р.Петросян, К.А.Саакян, Э.Е.Хачикян, *Астрофизика*, 14, 70, 1978.

CONTENTS

Analysis of the historical light curve of the UX Ori star CQ Tau <i>D.N.Shakhovskoj, V.P.Grinin, A.N.Rostopchina</i>	165
Spectrophotometric variability of mira <i>A.A.Arkharov, E.I.Hagen-Torn, T.U.Puzakova, E.V.Ruban</i>	175
BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. I <i>V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, N.I.Merkulova, E.A.Sergeeva, Yu.V.Golubinsky, V.I.Pronik, N.N.Okhmat</i>	191
On the existence of the massive neutron stars <i>M.K.Abubekеров, A.M.Cherepaschuk</i>	211
On dependence of some parameters of radio pulsars radiation on their age <i>V.H.Malumian, A.N.Harutyunyan</i>	223
Some problems of slow rotation of CP stars <i>Ju.V.Glagolevsky</i>	229
Solar flare classification attempt by Sep. I. Classification according to knee energies of Sep Ion spectra <i>H.S.Martirosyan</i>	247
Stellar disks and halos of the edge-on spiral galaxies: NGC 891, NGC 4144, NGC 4244 <i>N.A.Tikhonov, O.A.Galazutdinova</i>	261
Properties of the OH megamaser galaxies in the radio continuum. II. Data analysis <i>R.A.Kandalyan</i>	281
Morphology and spectroscopy of the galaxy Kaz 73 <i>M.A.Kazarian, T.A.Movsessian</i>	291
Fluctuations of the radiation intensity outgoing from a multicomponent stochastic atmosphere. II <i>A.G.Nikoghossian, J.Aboudarham, Z.Mouradian</i>	303
On dynamics of mass-loaded winds <i>E.E.Matvienko, Yu.A.Shchekinov</i>	315
NOTES	
On the active galaxy Kaz 49 <i>A.A.Yeghiazarian</i>	331

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЗВЕЗДНЫЕ ДИСКИ И ГАЛО ВИДИМЫХ С РЕБРА СПИРАЛЬ- НЫХ ГАЛАКТИК: NGC 891, NGC 4144, NGC 4244	
<i>Н.А.Тихонов, О.А.Галазутдинова</i>	261
СВОЙСТВА ОН-МЕГАМАЗЕРНЫХ ГАЛАКТИК В РАДИО- КОНТИНУУМЕ. II. АНАЛИЗ ДАННЫХ	
<i>Р.А.Кандалян</i>	281
МОРФОЛОГИЧЕСКОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГАЛАКТИКИ KAZ 73	
<i>М.А.Казарян, Т.А.Мовсисян</i>	291
ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯ- ЩЕГО ИЗ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЫ. II	
<i>А.Г.Никогосян, Ж.Абударам, З.Мурадян</i>	303
О ДИНАМИКЕ ВЕТРА С МАССОВЫМ НАГРУЖЕНИЕМ	
<i>Е.Е.Матвиенко, Ю.А.Щекинов</i>	315
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
ОБ АКТИВНОЙ ГАЛАКТИКЕ KAZ 49	
<i>А.А.Егизарян</i>	331