

ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 46

АВГУСТ, 2003

ВЫПУСК 3

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОКРЕСТНОСТИ ЗВЕЗДЫ
 α ХЕРБИГА MWC 480 ПО ДАННЫМ СПЕКТРАЛЬНОГО
 МОНИТОРИНГА

О.В.Козлова, В.П.Гринин, Г.А.Чунтонов 331

НОВАЯ Т-АССОЦИАЦИЯ В ОБЛАСТИ CYG OB7

Н.Д.Меликян, А.А.Карпетян 353

ФОТОМЕТРИЯ СВЕРХНОВОЙ ЗВЕЗДЫ SN 2002ар В М 74
 В 2002г.

В.Т.Дорошенко, С.Г.Сергеев, Н.И.Меркулова, Е.А.Сергеева 365

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ И СОБСТВЕННЫЕ ЦВЕТА
 КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД ГАЛАКТИКИ, БМО И ММО

Г.В.Абрамян 381

НЕСКОЛЬКО ЗАМЕЧАНИЙ ПО ПОВОДУ МАГНИТНОГО
 ТОРМОЖЕНИЯ СР-ЗВЕЗД

Ю.В.Глаголевский 399

АПСИДАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ:
 ВРАЩЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ

А.В.Петрова, В.В.Орлов 411

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ИЗБРАННЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ
 ГАЛАКТИКИ, НАПРАВЛЕНИЕ СПИРАЛЬНОГО РУКАВА
 СТРЕЛЬЦА

Р.Р.Андреасян, М.А.Оганнисян, М.Р.Андреасян 423

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Ս.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Բալլոդյան (Հայաստան)
Գ.Ս.Բինովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Չարաչենկյան (Ռուսաստան), Դ.Կուլետ (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Ս.Չերնյաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալունկվաձե (Վրաստան), Ե.Թերզյան (ՄՄՆ):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)
Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашчук (Россия)

12

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

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

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

УДК: 524.3

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОКРЕСТНОСТИ
ЗВЕЗДЫ Ae ХЕРБИГА MWC 480 ПО ДАННЫМ
СПЕКТРАЛЬНОГО МОНИТОРИНГАО.В.КОЗЛОВА¹, В.П.ГРИНИН^{1,2,3}, Г.А.ЧУНТОНОВ⁴

Поступила 19 марта 2003

Представлены результаты спектральных наблюдений звезды Ae Хербига MWC480. Наблюдения выполнялись на 2.6-м телескопе КрАО и 6-м телескопе САО в окрестностях резонансного дублета натрия и линии He I $\lambda 5876\text{\AA}$, линии кислорода OI $\lambda 7774\text{\AA}$, линии H $_{\alpha}$ и некоторых других. Линия H $_{\alpha}$ имеет профиль типа P Cug, характерный для анизотропного истечения вещества с замедлением. Параметры профиля переменны на временной шкале порядка суток и более. Наибольшей переменности подвержено синее крыло профиля, в котором заметные изменения видны на интервале времени в несколько часов. Необычная форма профиля наблюдается в линиях натрия. Они имеют профили, напоминающие профиль типа P Cug, в синем крыле которых видны дискретные абсорбционные компоненты. Их количество, форма и радиальные скорости сменяются со временем. Максимальная радиальная скорость равна -330 км/с , минимальная $-$ около -50 км/с . Наибольшей переменности подвержены высокоскоростные компоненты. Анализ спектральной переменности позволяет сделать следующие выводы: 1) Внутренние слои аккреционного диска MWC480 подходят непосредственно к звезде: максимальное значение скорости вращения околозвездного газа, полученное по профилям линии кислорода OI 7774, близко к $400\text{--}500\text{ км/с}$, что примерно соответствует радиусу последней кеплеровской орбиты. 2) В этой области формируется сильно неоднородная высокоскоростная компонента дискового ветра, в которой выделяются плотные фрагменты (микро-джеты). Их образование, по-видимому, вызвано неустойчивой структурой магнитного поля в ближайших к звезде слоях аккреционного диска. 3) Максимальные скорости микро-джетов лишь не намного превышают скорость убегания у поверхности звезды. Поэтому большая часть полученного ими импульса расходуется на преодоление гравитации звезды, что приводит к замедлению радиального движения газа. Такая структура излучающей области согласуется с магнито-центрбужными моделями дискового ветра, в которых главную роль в ускорении вещества играет собственное магнитное поле аккреционного диска.

1. *Введение.* Звезда MWC 480 (HD31648) находится в области звездообразования Taurus-Auriga и в каталоге Тэ и др. [1] классифицирована как звезда Ae Хербига ($Sp = A3er + sh$). Несколько лет назад Мэннингс и Кёрнер [2] получили изображение ее окрестностей в миллиметровом диапазоне (в континууме и в линии молекулы CO) и обнаружили вращающийся околозвездный диск, сильно наклоненный к лучу зрения: угол между осью вращения диска и лучом зрения $i \approx 30^\circ$. Они предположили, что этот диск является молодым аналогом более старых протопланетных дисков, подобных наблюдаемому вокруг β Pictoris.

Этот результат стимулировал нас включить MWC 480 в нашу программу спектроскопического мониторинга молодых звезд типа UX Ori, которые также считаются эволюционными предшественниками β Pictoris [3-6], но отличаются от MWC 480 наклоном околозвездных

дисков: с ребра или под небольшим углом к лучу зрения¹. Было интересно выяснить, чем отличаются спектры одинаковых в эволюционном отношении молодых звезд, имеющих близкие спектральные типы, и отличающиеся лишь ориентацией околозвездных дисков относительно луча зрения. Следует заметить, что хотя MWC 480 является одной из самых ярких молодых звезд ($V \approx 7^m.6$), спектральные наблюдения ее проводились эпизодически и носили в основном описательный характер [9-12]². Исключение составляют наблюдения Погодина [13], которые были любезно предоставлены нам для сравнения с нашими данными.

В данной статье мы приводим результаты спектральных наблюдений MWC 480 в окрестностях нескольких наиболее интересных спектральных линий, выполнявшихся в Крымской астрофизической обсерватории с 1998г. по 2002г. В течение одной ночи MWC 480 наблюдалась также с помощью 6-м телескопа САО в частотах резонансного триплета OI 7774Å. Сравнение с аналогичными наблюдениями звезд типа UX Ori показывает, что по своим спектральным особенностям и типу переменности спектральных линий эта звезда сильно отличается от звезд типа UX Ori тех же спектральных классов.

2. Наблюдения. Спектральные наблюдения MWC 480 выполнялись с 1998г. по 2002г. на телескопе КрАО 2.6-м с помощью спектрографа Кудэ, обеспечивающего спектральное разрешение $R = 20000$. Как и в случае звезд типа UX Ori, основная часть наблюдений проводилась в окрестности линии H_{α} , в области линий D Na I, кислорода OI 7774Å и некоторых других. Одновременно с линиями натрия наблюдалась также находящаяся рядом с ними линия нейтрального гелия 5876Å.

Редукция спектров (корректировка за плоское поле, учет фона неба, удаление космических частиц и т.д.) выполнялась с помощью пакета

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ MWC 480

L_*	M_*	T_{eff}	r_*	$V \sin i$
L_{\odot}	M_{\odot}	К	см	км/с
$32^{+13.3}_{-8.4}$	2.2 ± 0.3	8710	$1.7 \cdot 10^{11}$	90

Примечание. Значения L_* , M_* и T_{eff} взяты из статьи ван ден Анкера и др. [14]; $V \sin i$ - по данным настоящей статьи (см. п.3).

¹ Следует заметить, что в отличие от MWC 480 околозвездные диски звезд типа UX Ori пока еще не удалось разрешить. Заключение об их ориентации относительно луча зрения основано на изучении линейной поляризации в глубоких алгале-подобных минимумах [7,8].

² Это связано с тем, что MWC 480 относится к числу, так называемых, изолированных молодых звезд, которые не ассоциированы с яркими туманностями. Поэтому их принадлежность к молодым звездам долгое время была под вопросом.

программ SPE, разработанного в КраО С.Г.Сергеевым. Для очистки спектров от теллурических линий были получены спектры звезды спектрального класса A3 β Eg с величиной $V \sin i = 177$ км/с. Результаты наблюдений представлены на рис.1-4.

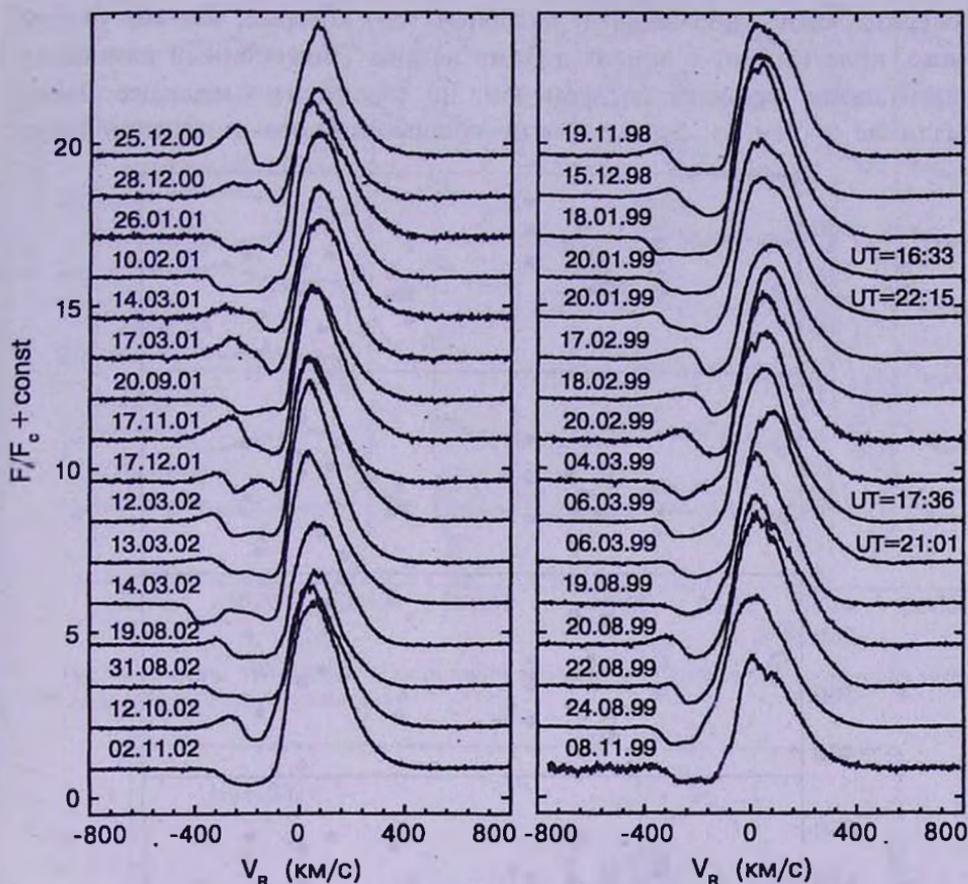


Рис.1. Линия H_α в спектре MWC 480 по данным наших наблюдений.

Кроме того, в течение одной ночи (19/20.12.99) MWC 480 наблюдалась на 6-м телескопе САО с помощью спектрографа ОЗСП. Наблюдения выполнялись непрерывно в течение 5-и часов 40 минут с экспозицией по 10 минут на каждый спектр. Всего было получено 26 спектров со спектральным разрешением $R = 13000$ и отношением сигнала к шуму $S/N \approx 100$. Результаты этих наблюдений представлены на рис.1, 4 и 5.

3. Результаты.

3.1. Линия H_α . Как видно из рис.1, линия H_α в спектре MWC 480 имеет профиль типа P Cуг, аналогичный наблюдаемому у классической Ae-звезды Хербига АВ Aug ([15,16]). Параметры профиля меняются со временем. Наибольшей переменности подвержено абсорбционное крыло

линии: его коротковолновая граница смещается от -300 км/с до -450 км/с (что отмечалось также в ранних исследованиях [9]). Заметные изменения в этой части профиля наблюдались нами на интервале времени всего несколько часов (см. профили линии за 20.01.99 и 06.03.99). При этом на всех спектрах абсорбционная часть профиля довольно гладкая и не содержит каких-либо деталей, подобных тем, которые, как мы увидим ниже, присутствуют в линиях дублета натрия. Эмиссионный компонент линии также меняется со временем, но значительно медленнее. Такое различие в темпах переменности абсорбционного и эмиссионного

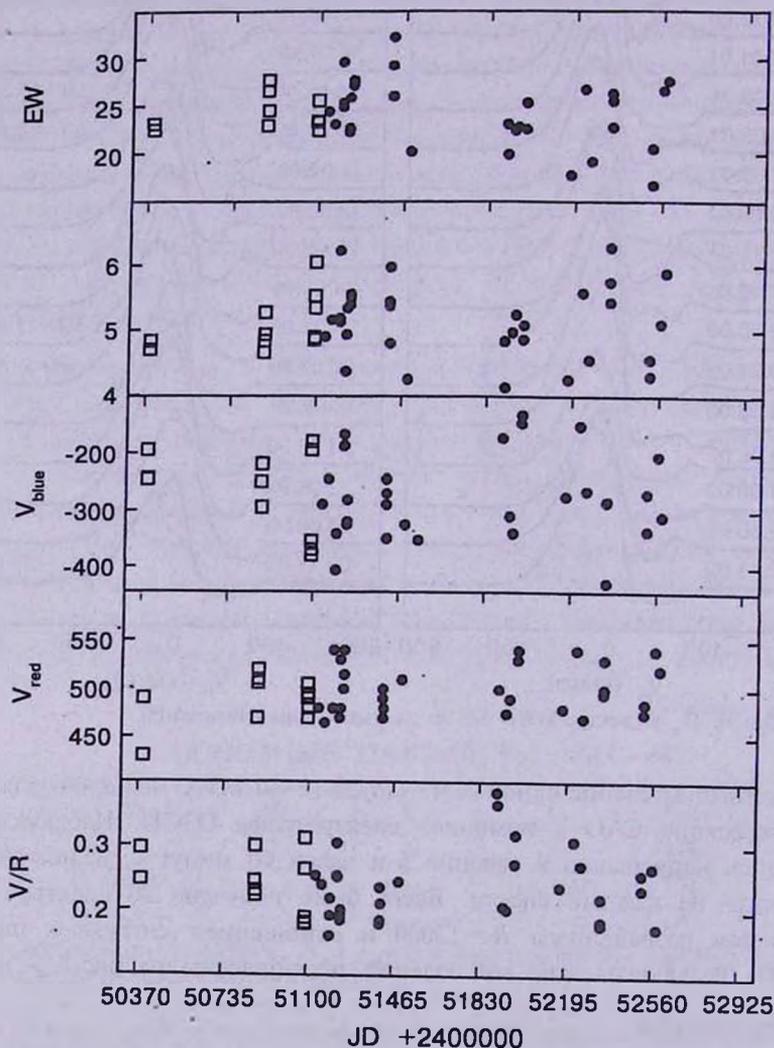


Рис.2. Поведение линии H_{α} в спектре MWC 480 по данным наших наблюдений (точки) и данным Погодиной [13] (квадраты). Сверху - вниз: Эквивалентная ширина линии, максимальная интенсивность, лучевые скорости красного и синего крыла линии на уровне 1% интенсивности континуума и отношение V/R .

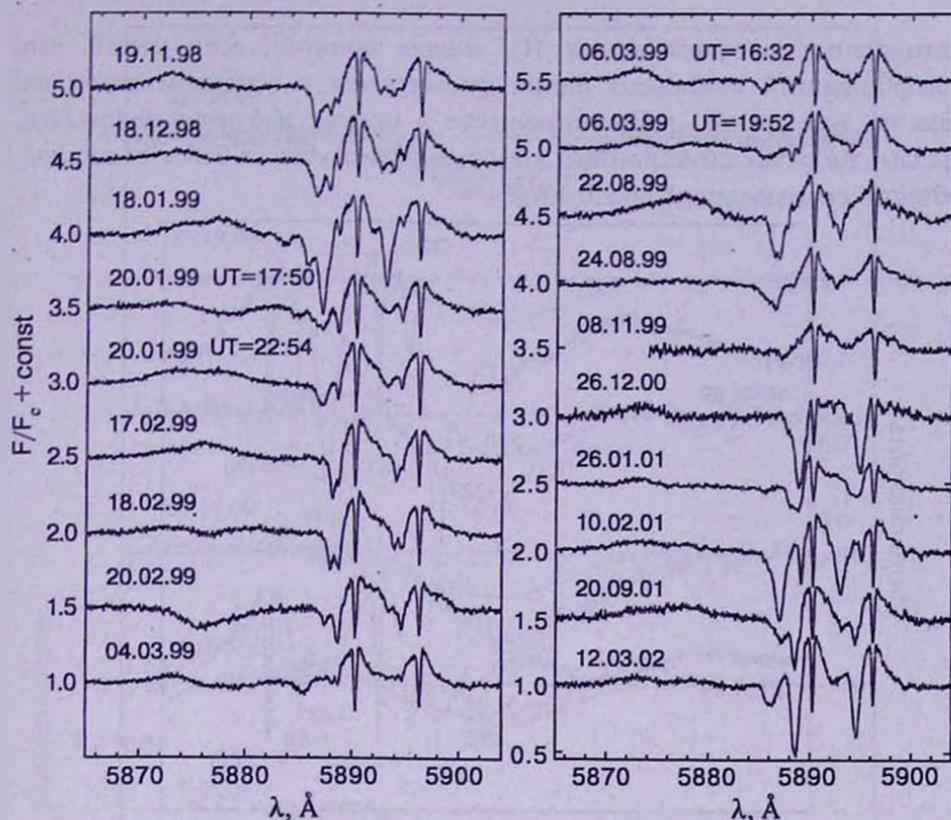


Рис.3а. Спектры MWC 480 в области линий резонансного дублета натрия и линия гелия 5876 \AA по данным наших наблюдений.

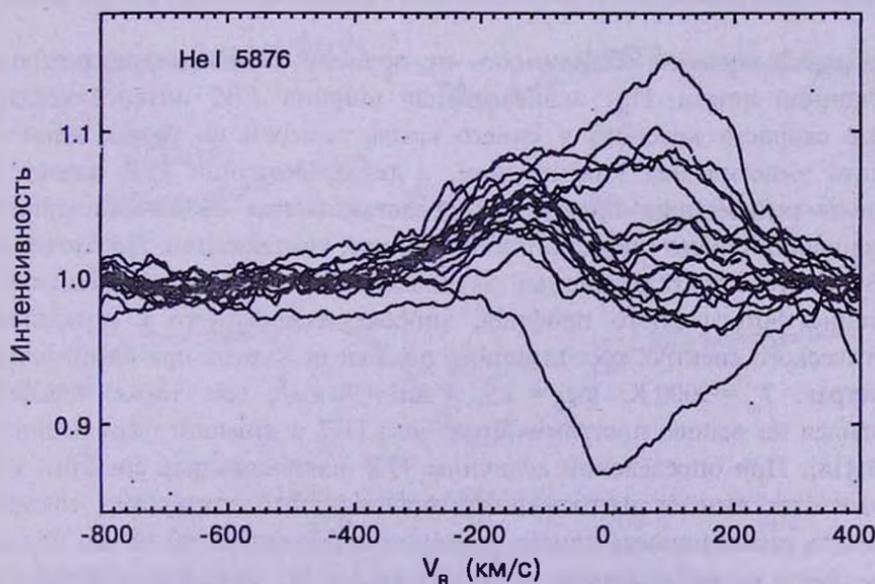


Рис.3б. Переменность линии гелия 5876 \AA в спектре MWC 480. Пунктиром показан средний профиль, полученный суммированием всех профилей линии гелия.

компонентов профиля линии H_{α} вполне понятно, если учесть, что абсорбционный компонент линии формируется в основном колонкой газа на луче зрения, проектирующей в момент наблюдений на диск звезды, тогда как эмиссионный компонент образуется в более обширной области околозвездной оболочки.

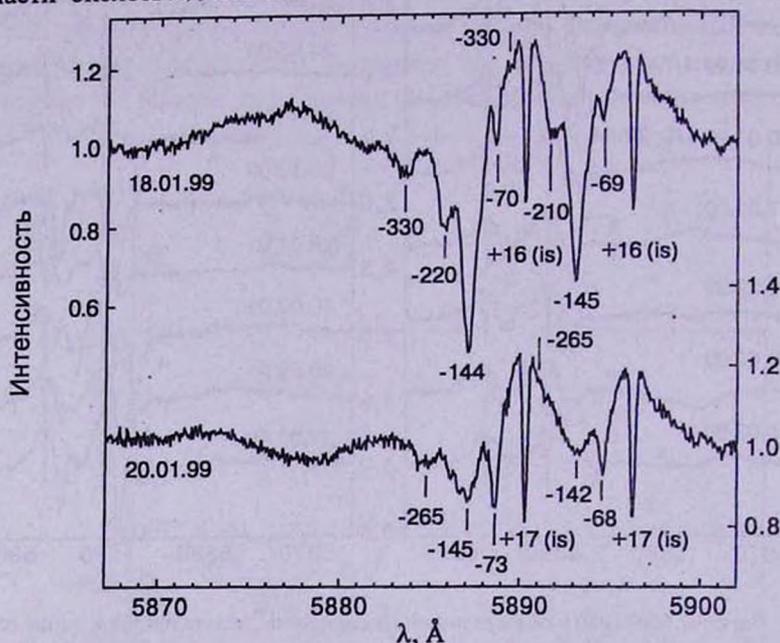


Рис.3с. Пример сильной переменности линии гелия и дискретной структуры в линиях натрия.

На рис.2 показана зависимость от времени основных параметров эмиссионной линии H_{α} : эквивалентная ширина EW , интенсивность, лучевые скорости красного и синего крыла эмиссии на уровне одного процента эмиссии над континуумом, а также величина V/R , характеризующая асимметрию профиля и представляющая собой отношение интенсивности синего и красного эмиссионных компонентов. Необходимо отметить, что для определения эквивалентной ширины проводилось вычитание фотосферного профиля, аппроксимированного с помощью синтетического спектра, рассчитанного по модели Куруца при следующих параметрах: $T_{\text{eff}} = 9000$ К, $\log g = 3.5$, $V \sin i = 90$ км/с (см. ниже). Расчет проводился на основе программ Пискунова [17] и атомной базы данных VALD [18]. При определении величины V/R использовались спектры, из которых был вычтен фотосферный профиль, что позволило точнее определить интенсивность синего эмиссионного компонента (в том числе в даты, когда на наблюдаемых профилях линии H_{α} синий эмиссионный компонент настолько слаб, что его трудно выделить визуально из

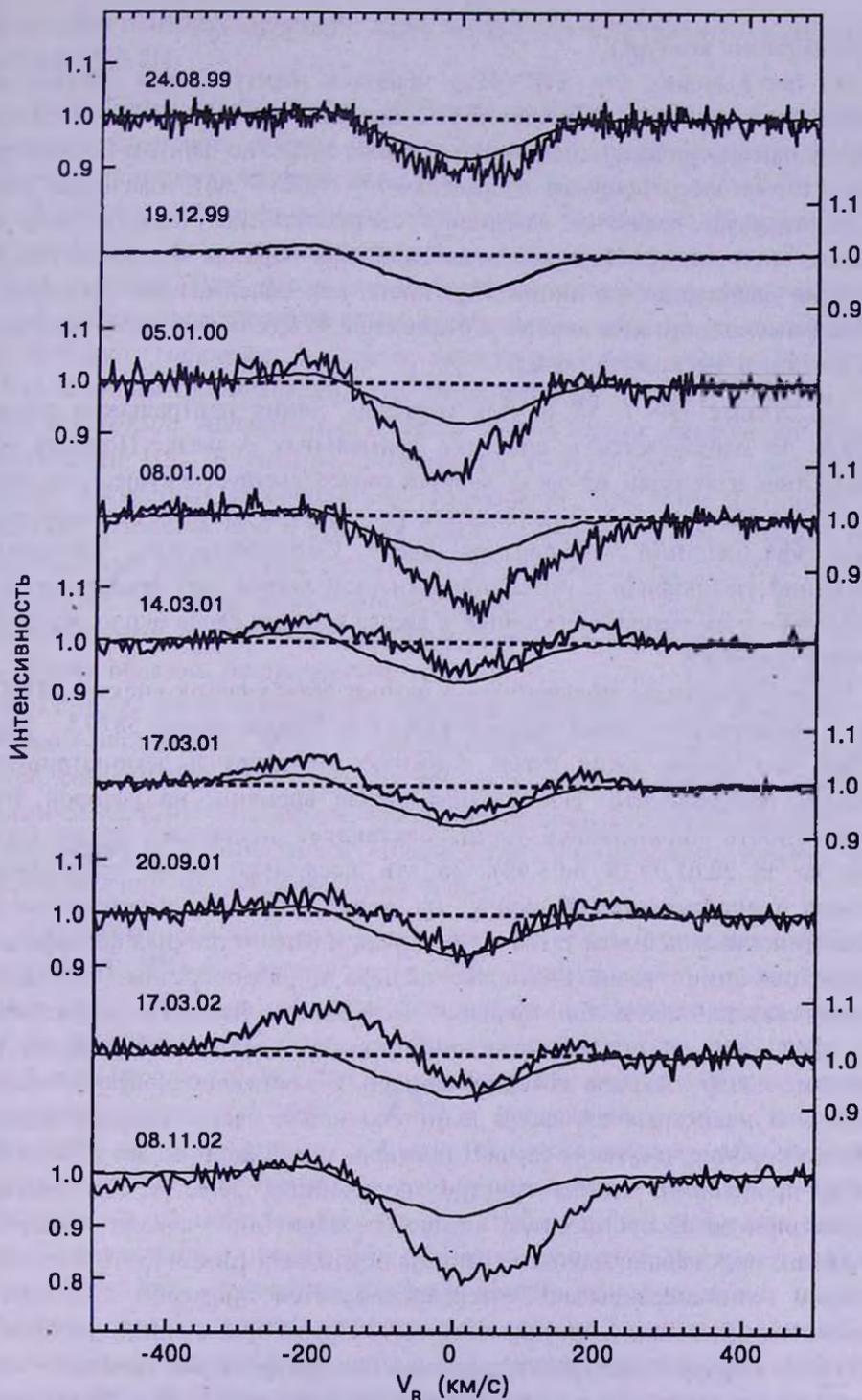


Рис.4. Профили линии кислорода OI 7774 по данным наблюдений на 2.6-м телескопе КраО и на 6-м телескопе САО (19/20.12.99). Последний показан для сравнения на всех спектрах тонкой линией.

фотосферного контура).

Из рис.2 видно, что $EW(H_{\alpha})$ меняется нерегулярным образом в интервале от примерно 17 \AA до 33 \AA . Учитывая, что MWC 480 относится к числу фотометрически спокойных молодых звезд (по данным де Винтер и др. [19] ее блеск меняется в пределах $V=7^m.66 - 7^m.86$), изменения $EW(H_{\alpha})$ отражают реальные изменения светимости излучающего газа в частотах этой линии. Наряду с этим заметным образом меняются также и другие характеристики линии H_{α} , такие, как максимальная интенсивность эмиссионного компонента и отношение V/R , к обсуждению которых мы вернемся несколько позже.

3.2. Линия He I 5876. Как известно, линия нейтрального гелия 5876 \AA не наблюдается в спектрах нормальных A-звезд. Поэтому ее присутствие в спектрах Ae-звезд Хербига свидетельствует о существовании в околосредном газе горячих областей, температура которых существенно выше эффективной температуры звезд. Соответственно, изучение переменности профиля и интенсивности этой линии дает представление о структуре и динамике ближайших к звезде горячих слоев околосредной газовой оболочки.

На рис.3а показан полученный в разные даты участок спектра MWC 480 в окрестности линий натрия D Na I и линии гелия 5876 \AA . Мы видим, что линия гелия имеет сложную структуру и демонстрирует быструю переменность. Наименьшая шкала времени, на которой эта переменность наблюдалась нами, составляет несколько часов (см. спектры за 20.01.99 и 6.03.99). За эти несколько часов произошла сильная трансформация профиля: на месте широкой асимметричной эмиссии появилась почти такая же широкая и асимметричная абсорбция. Изменения линии гелия настолько сильны и разнообразны, что даже трудно сказать, какой вид профиля этой линии наиболее характерен для MWC 480. В большинстве спектров эта линия наблюдается в эмиссии, центр тяжести которой смещен в коротковолновую область спектра. В некоторых случаях в длинноволновой части профиля видна слабая абсорбция, и в таких случаях профиль линии напоминает обратный P Cug профиль. В одном спектре, полученном 20.02.99, мы видим асимметричную абсорбционную линию без каких-либо следов эмиссии.

Анализ всех наблюдавшихся спектров показывает (рис.3б), что эмиссия в линии гелия перекрывает интервал скоростей примерно $\pm 300 \text{ км/с}$. При этом в отдельные ночи протяженность синего крыла линии достигает -500 км/с . Наряду с быстрой переменностью профиля это означает, что данная линия образуется в самых внутренних слоях околосредной газовой оболочки, имеющих высокую температуру и сложное поле скоростей. Средний по всем спектрам профиль этой линии имеет асимметричную

двухкомпонентную структуру, характерную для излучения аккреционных дисков [20,21].

3.3. *Линии резонансного дублета натрия.* Необычный вид имеют линии резонансного дублета натрия. Как видно из рис.3а, профили этих линий напоминают профиль типа P Cug, но отличаются от него тем, что в абсорбционном крыле линии наблюдаются дискретные абсорбционные компоненты. Их количество, форма и лучевые скорости меняются от ночи к ночи. При этом самые быстрые изменения происходят в высокоскоростных абсорбционных компонентах, которые то появляются, то исчезают. Например, в первых, полученных нами спектрах 19.11.98 и 18.12.98 видны три абсорбционных компонента на лучевых скоростях -72, -118 и -188 км/с. Аналогичные профили линий натрия наблюдались также Погодиным [13]. В спектре, полученном 18.01.99 (рис.3с), видны уже четыре дискретных абсорбционных компонента. При этом максимальная скорость движения газа в эту ночь равна -330 км/с. Из рис.3а видно, что эмиссионные компоненты линий D1 и D2 разделены узкими абсорбционными линиями межзвездного происхождения, которые являются единственными стабильными деталями линий дублета натрия.

Таким образом, по сравнению с линией H_{α} , также имеющей профиль типа P Cug, но с совершенно гладким абсорбционным провалом, в котором нет никаких деталей, указывающих на неоднородную структуру ветра, резонансные линии дублета натрия показывают значительно более сложную картину. Мы видим, что в истекающем газе имеются плотные образования с повышенным содержанием нейтрального натрия. Их происхождение мы обсудим ниже в п.4.

3.4. *Линии резонансного триплета OI 7774.* Линии резонансного триплета OI 7774 в спектрах звезд Ae/Be Хербига обычно представляют собой бленду, состоящую из фотосферной линии, расширенной вращением звезды, и околозвездной линии, которая может наблюдаться как в эмиссии, так и в абсорбции [22-24]. Как следует из рис.4, именно такой вид имеет эта линия в спектре MWC 480. Она представляет собой широкую абсорбцию, по краям которой наблюдается слабая эмиссия, обычно более интенсивная с синей стороны от линии поглощения. Параметры профиля меняются как от ночи к ночи, так и в течение одной ночи (см. ниже). Иногда эмиссионные компоненты полностью исчезают. В целом профиль линии кислорода напоминает профиль линии, образующейся в газовой оболочке с преобладающим дифференциальным вращением и радиальным движением по направлению к звезде [20]. Иными словами, это профиль, характерный для режима дисковой аккреции.

Обращает на себя внимание сходство профиля этой линии с усредненным профилем линии гелия (рис.3б), которое указывает на то,

что обе линии образуются примерно в одной и той же области околосветной газовой оболочки. Как и в случае линии гелия, максимальные лучевые скорости в линии кислорода наблюдаются в синем эмиссионном крыле и в отдельные ночи достигают -400 км/с.

Особый интерес представляет последовательность профилей линии кислорода, полученная в течение одной ночи 19/20.12.99 на 6-м телескопе САО (рис.5а, б). Экспозиция каждого спектра составляла 10 минут.

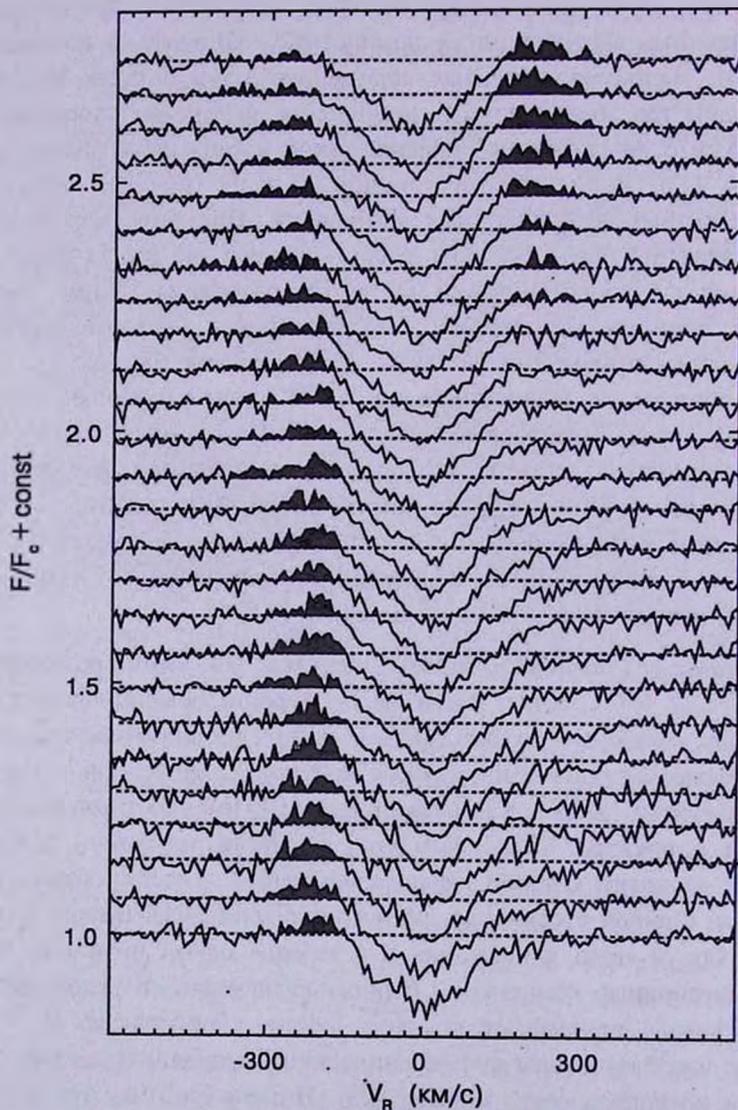


Рис.5а. Быстрая переменность профиля линии кислорода OI 7774 по данным наблюдений на 6-м телескопе САО. Экспозиция каждого спектра равна 10 мин; интервал времени между концом одной экспозиции и началом следующей равен 3 мин. Общая продолжительность серии из 26 последовательных экспозиций равна 5 часам 40 мин.

Всего в течение 5 часов 40 минут было получено 26 спектров с отношением $S/N = 100$. Сумарный профиль, полученный усреднением всех 26-и спектров, имеет отношение $S/N > 400$ и показан на рис.4.

Из рис.5а видно, что на первых спектрах в красном крыле линии кислорода наблюдается слабая эмиссия, простирающаяся по лучевым скоростям от 0 до примерно 250-300 км/с. С течением времени эта эмиссия ослабевает и исчезает полностью. Спустя некоторое время слабый эмиссионный компонент начинает усиливаться в синем крыле линии,

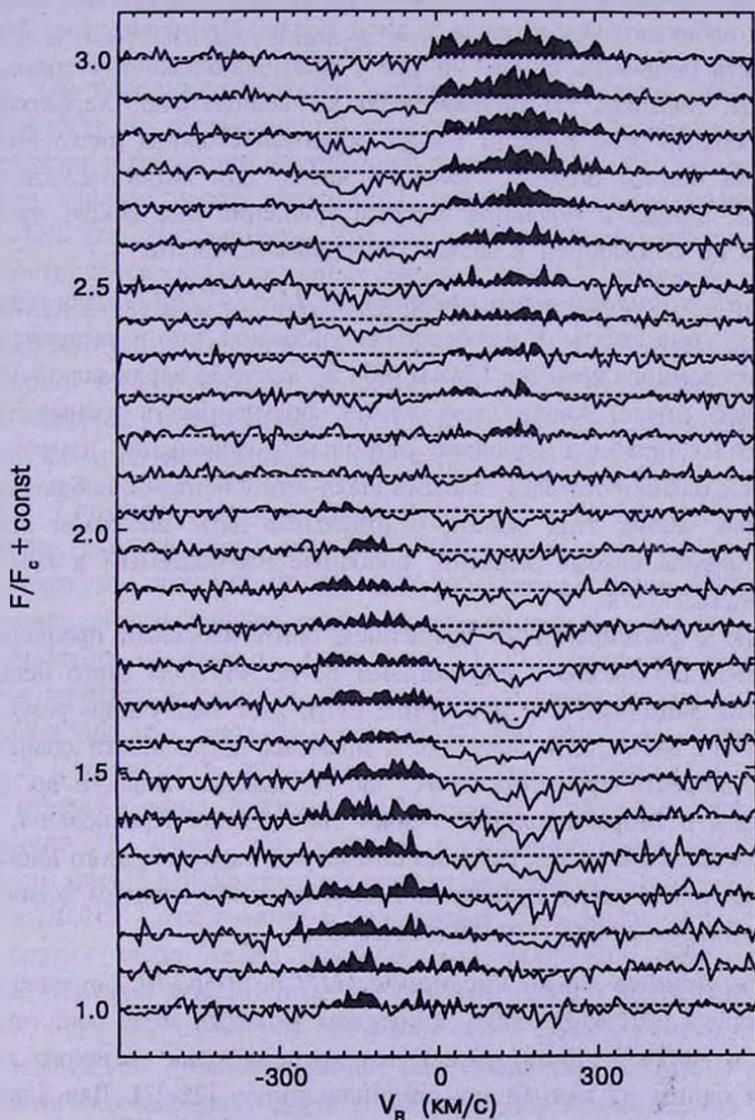


Рис.5б. Разность между наблюдаемым и средним профилем линии OI 7774, по данным рис.5а. Отчетливо видна смена знака асимметрии линии, наблюдавшаяся в течение ночи и обусловленная вращением ближайших к звезде слоев аккреционного диска MWC 480.

достигая максимума к концу серии и заполняя примерно такой же интервал лучевых скоростей от примерно 250 км/с до 0. Переменная эмиссия в красном и синем крыльях линии близка также и по интенсивностям, что хорошо видно из рис.5b, на котором показаны разности между наблюдаемым спектром и средним спектром, полученным путем усреднения всех 26 экспозиций. Это говорит о том, что наблюдавшаяся в течение почти 6-и часов трансформация профиля была, вероятнее всего, вызвана *одной и той же* областью вращающейся газовой оболочки (имевшей более высокую излучательную способность в линии кислорода), которая в начале наблюдений удалялась от наблюдателя и уходила за диск звезды. Примерно через 3 часа эта же область появилась снова, но уже с противоположной стороны от диска звезды, двигаясь по направлению к наблюдателю. Характерное время полуоборота этой области вокруг обратной стороны диска звезды составило, по нашим оценкам, около 4 часов. Эта величина, как мы увидим ниже, близка к половине периода вращения газа вокруг звезды, движущегося по ближайшей к звезде кеплеровской орбите.

3.5. *Линии ионизованного кремния Si II 6347/6371.* Для оценки скорости вращения звезды $V \sin i$ были использованы линии резонансного дублета ионизованного кремния 6347 и 6371 Å, которые наблюдались нами в течение ряда ночей. Анализ этих линий, полученных в разные даты, показал, что их профили довольно стабильны. Небольшие изменения, обусловленные блендированием слабыми шелл-компонентами, наблюдались в центральных частях этих линий. В отдельные даты по краям линий поглощения видны слабые эмиссии, подобные наблюдаемым в крыльях линии кислорода 7774.

Сравнение с расширенными вращением синтетическими профилями, рассчитанными для звезды с параметрами MWC 480 (для этого использовалась та же методика, что и в статье [24]), дает наилучший результат при $V \sin i = 90 \pm 5$ км/с. Это значение в пределах погрешности совпадает с оценками скорости вращения MWC 480 по данным Яшек и др. [22]: $V \sin i = 80$ км/с и Мора и др. [6]: $V \sin i = 102 \pm 5$ км/с. Предполагая, что ось вращения звезды совпадает с осью симметрии околозвездного диска и, следовательно, наклонена к лучу зрения на угол $i = 30^\circ$, находим истинную скорость вращения звезды: $V = 180 \pm 10$ км/с.

3.6. *Запрещенные линии кислорода [OI] 6300/6340.* Запрещенные линии кислорода [OI] 6300/6340 Å в спектрах молодых звезд (как типа Т Тельца, так и Ae/Be Хербига) образуются на периферии звездного ветра и считаются одним из важнейших его индикаторов [25-27]. Для анализа обычно используется более сильная из этих линий $\lambda 6300$ Å. Как показывают исследования (см., например, [28,29]), ее эквивалентная ширина хорошо коррелирует с ИК-избытками и эквивалентной шириной линии H_α . Тем

удивительнее оказался отрицательный результат, который мы получили, исследовав область спектра MWC 480 в окрестности длины волны 6300 \AA и убедившись в том, что она не содержит никаких следов запрещенной линии [OI]. По нашим оценкам, верхняя граница эквивалентной ширины этой линии в спектре звезды на момент наших наблюдений не превышала 0.03 \AA . Это значение в несколько раз меньше эквивалентной ширины линии [OI] 6300 \AA в спектре классической Ae-звезды Хербига AV Aug, имеющей примерно такой же спектральный класс, примерно такую же ориентацию околос звездного диска относительно луча зрения [30] и близкие значения эквивалентной ширины линии H_{α} [29].

4. *Обсуждение.* Характер наблюдаемых профилей линий, а также особенности их переменности позволяют сделать определенные выводы о структуре и геометрии излучающей области MWC 480. Важное значение в этом анализе имеют результаты, полученные нами ранее для звезд типа UX Ori. Напоминаем, что звезды этого типа относятся к числу фотометрически самых активных молодых звезд. Переменность их блеска, показателей цвета и линейной поляризации хорошо объясняется моделью переменной околос звездной экстинкции [31], и есть основания полагать, что одной из причин бурной фотометрической активности звезд этого типа является "оптимальная" ориентация их околос звездных дисков: с ребра, или под небольшим углом к лучу зрения [7,8].

4.1. *Сравнение со звездами типа UX Ori.* Как было отмечено во Введении, околос звездный диск MWC 480 сильно наклонен к лучу зрения. Не удивительно поэтому, что эта звезда, обладающая мощным ИК-избытком излучения, обусловленным тепловым излучением околос звездной пыли, не показывает (в отличие от звезд типа UX Ori) сколько-нибудь заметной фотометрической активности. Другое важное отличие касается спектральных характеристик этих звезд. В случае MWC 480 линия H_{α} имеет профили типа P Cyg, то есть, указывает на истечение вещества, имеющее, как было отмечено выше, анизотропный характер. В случае же звезд типа UX Ori линия H_{α} имеет, как правило, двухкомпонентные профили аккреционного типа [3,5,6], которые образуются во внутренних слоях аккреционных дисков [20,21]. Такое отличие в кинематике излучающего газа характерно и для других звезд Ae/Be Хербига, отличающихся разным уровнем фотометрической активности [8,32]. Оно обусловлено двумя причинами: во-первых, сложным характером движений газа в окрестностях молодых звезд, сочетающим два противоположных вида движений: аккрецию вещества в плоскости околос звездного диска и анизотропное истечение, ось симметрии которого ортогональна этой плоскости. Во-вторых, тем обстоятельством, что уровень фотометрической активности звезд Хербига, обусловленной переменным экранированием звезд околос звездными газопылевыми облаками,

зависит от ориентации экваториальной плоскости околозвездных дисков относительно луча зрения [7,8]. Поэтому сравнительное изучение звезд Хербига одних и тех же спектральных классов, но имеющих разную амплитуду фотометрической переменности, дает возможность рассматривать их излучающие области с разных сторон [32].

4.2. Механизм истечения газа. Физические основы рассмотренной выше кинематической модели, сочетающей аккрецию и истечение газа, хорошо изучены в случае звезд типа Т Тельца и описываются в рамках, так называемой, магнитосферной модели аккреции (см. [33] и цитированную там литературу). Согласно этой модели, анизотропное истечение образуется в результате взаимодействия аккреционного диска с магнитосферой звезды, то есть фактически с ее глобальным магнитным полем.

Эта модель, однако, не является единственно возможной. Существует еще одна разновидность дисковой аккреции: так называемая, магнитоцентробежная модель (см. обзор Кенигла [34] и цитированную там литературу), в которой истечение вещества происходит в результате его взаимодействия с собственным магнитным полем диска, которое усиливается по мере приближения аккрецирующего газа к звезде. В обеих моделях крупномасштабная структура движений в окрестности звезды в общих чертах одинакова и представляет собой комбинацию дисковой аккреции и анизотропного истечения, ось симметрии которого совпадает с осью диска. Различия между этими моделями появляются лишь в непосредственной близости от звезды: в магнитосферной модели существует зона коротации, радиус которой зависит от напряженности глобального магнитного поля звезды и темпа аккреции. У звезд типа Т Тельца он достигает 5-10 радиусов звезды [33], тогда как у звезд типа Ae/Be Хербига радиус коротации значительно меньше и сравним с радиусом звезды [20,21]. Внутри зоны коротации газ вращается с угловой скоростью звезды и падает на нее вдоль линий магнитного поля. Вблизи радиуса коротации часть аккрецирующего газа отбрасывается назад и образуется звездный ветер.

В магнитоцентробежной модели аккреции радиус коротации отсутствует. Аккреционный диск может контактировать непосредственно со звездой и образование высокоскоростной компоненты ветра происходит в ее ближайшей окрестности [34].

4.3. Аргументы в пользу магнитоцентробежной модели ветра. Представленные выше наблюдения быстрой переменности в линии кислорода свидетельствуют в пользу магнитоцентробежного механизма образования ветра. Действительно, для того, чтобы фрагмент газовой оболочки мог за время около 4-х часов совершить пол-оборота вокруг звезды, он должен двигаться по орбите, близкой к поверхности звезды. При массе звезды $M_* = 2.2 M_{\odot}$ и радиусе $r_* = 1.7 \cdot 10^{11}$ см (см. табл.1)

максимальная кеплеровская скорость у поверхности звезды равна 410 км/с. (Заметим, что с учетом наклона оси вращения звезды $i \approx 30^\circ$ этой скорости соответствует значение ≈ 200 км/с, близкое по порядку величины к максимальной скорости вращения газа, наблюдавшейся по линии OI 7774 Å (см. выше)). Двигаясь с такой скоростью, внутренние слои аккреционного диска совершают пол-оборота за 3.8 часа, что хорошо согласуется с оценкой, сделанной выше по переменной линии кислорода.

Таким образом, наблюдавшаяся нами быстрая переменность профиля линии OI 7774 Å свидетельствует о том, что дисковый ветер MWC 480, вероятнее всего, образуется под действием магнитоцентробежного механизма истечения вещества из ближайших к звезде слоев аккреционного диска¹. Тот факт, что в спектре MWC 480 нет сильных линий аккреционного типа, которые характерны для звезд типа UX Ori [3-6], объясняется тем, что плоскость аккреционного диска у этой звезды наклонена к лучу зрения под углом 60° и по этой причине аккрецирующий газ экранирует лишь небольшую часть видимого диска звезды.

4.4. *Структура и кинематика ветра.* Есть основания предполагать, что вещество дискового ветра также экранирует не весь диск звезды, а лишь некоторую его часть, поскольку ни на одном из наблюдавшихся нами спектров абсорбционный компонент линии H_α не опускается ниже уровня ≈ 0.6 (рис.1). Эта особенность находит свое объяснение, если принять, что истечение газа происходит в конусе, ось которого наклонена к лучу зрения под углом примерно 30° .

Общий вид профиля линии H_α в спектре MWC 480 с характерным резким переходом от эмиссии к абсорбции (рис.1) напоминает теоретические профили, образующиеся в оболочках, расширение которых происходит с замедлением [36]. По данным Имхофф [37] аналогичные профили наблюдаются у некоторых других звезд Хербига в резонансных линиях в ультрафиолетовой области спектра.

Образование истечений с замедлением, вообще говоря, трудно объяснимо в случае сплошного в гидродинамическом смысле, стационарного движения газа [38]. Однако, если истекающее вещество представляет собой совокупность газовых блоков, получающих в процессе ускорения скорости, не намного превышающие скорость убегания, то существование замедляющегося на периферии звездного ветра представляется вполне естественным. Такая структура ветра хорошо подходит также для объяснения характера переменности, наблюдаемой у MWC 480 в узких абсорбционных компонентах линий D Na I. Как отмечалось выше, самая быстрая переменность характерна для высокоскоростных деталей этих линий,

¹ Другим аргументом в пользу магнитоцентробежного механизма аккреции является отрицательный результат измерений магнитного поля у MWC 480 Глазевским и Чунтоновым [35].

образующихся в непосредственной близости от звезды, тогда как низкоскоростные компоненты образуются дальше от звезды и меняются значительно медленнее.

Возникает вопрос: чем вызвано появление дискретной структуры дискового ветра, существование в нем плотных газовых струй (блобов), в которых образуются узкие абсорбционные компоненты линий натрия, и наблюдается ли нечто подобное в спектрах других молодых звезд?

Из наблюдений звезд типа Т Тельца известно, что в спектрах некоторых из них в линиях натрия также присутствуют дискретные абсорбционные компоненты с лучевыми скоростями в диапазоне от, примерно, двухсот до нескольких десятков км/с. Однако в работе Мундта [39], в которой эти компоненты были впервые детально исследованы, отмечалась их стабильность на временной шкале порядка нескольких лет, на основании чего был сделан вывод о том, что они образуются на большом удалении от звезд, в газовых оболочках, выброшенных звездами в предыдущие эпохи. Поэтому, несмотря на внешнее сходство, дискретные абсорбционные компоненты в спектрах звезд типа Т Тельца существенно отличаются от наблюдавшихся нами в спектре MWC 480.

Если обратиться вновь к звездам типа UX Ori, которые, как отмечалось выше, отличаются от фотометрически спокойных молодых звезд таких же спектральных классов ориентацией околос звездных дисков относительно луча зрения, то можно провести определенную аналогию в поведении линий натрия в спектрах этих звезд и MWC 480. У звезд типа UX Ori в линиях натрия, а также в линиях некоторых других металлов часто наблюдаются переменные аккреционные детали с лучевыми скоростями до +300 км/с [3-5,40,41]. Поскольку звезды типа UX Ori имеют более высокие температуры и светимости по сравнению со звездами типа Т Тельца, то появление нейтрального натрия в непосредственной близости от таких звезд требует выполнения весьма специфических условий. Поэтому одна из интерпретаций абсорбционных компонентов линий натрия основана на аналогии с β Pictoris и исходит из предположения, что в окрестностях звезд типа UX Ori происходит образование планетных систем и наряду с обычным газом вблизи молодой звезды могут появляться продукты сублимации крупных планетозимальных тел и протокомет, в том числе натрий [3-5,40]. Согласно другой интерпретации [42], нейтральный натрий вблизи горячей звезды может появиться в количестве, необходимом для образования абсорбционных линий, если фотоионизации уравновешиваются достаточно частыми рекомбинациями. Для этого, как показывают расчеты, необходим ионизованный газ достаточно высокой плотности ($n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$). В этих условиях образование линий нейтрального натрия вблизи звезды возможно даже при химсоставе газа, близком к нормальному.

Таким образом, существование дискретных абсорбционных компонентов в линиях натрия в спектрах звезд типа UX Op1 наводит на мысль о том, что и в случае MWC 480 появление подобных компонентов может быть обусловлено неоднородной структурой самого аккреционного диска.

Другая причина появления дискретных абсорбционных компонентов может быть связана непосредственно с самим механизмом образования дискового ветра. Выше мы привели аргументы в пользу магнитоцентробежной модели ветра. Магнитное поле аккреционного диска, играющее в этой модели главную роль в ускорении газа, может иметь сложную топологию, быстро меняющуюся со временем, что должно отражаться на структуре ветра. В недавно опубликованной статье Рейпурса и др. [43], посвященной фуороподобному объекту BBW 78, авторы предположили, что эта особенность механизма ускорения газа может быть причиной появления в спектре фуора дискретных абсорбционных деталей в коротковолновой части профилей линий D Na I. Как и в нашем случае, эти компоненты переменны на временной шкале порядка суток и их лучевые скорости лежат, примерно, в том же интервале, что и у MWC 480. Вполне возможно поэтому, что в обоих случаях наблюдаются родственные явления, обусловленные процессами ускорения газа и истечения его из аккреционного диска.

4.5. Долговременная переменность в линии H_{α} . Спектральное поведение молодых звезд на шкале времени от нескольких лет и более представляет собой отдельную, очень важную и малоизученную проблему. Ее сложность обусловлена прежде всего большим промежутком времени, необходимым для накопления данных. По этой причине на сегодняшний день имеется всего несколько Ae/Be звезд Хербига, спектральное поведение которых в линии H_{α} и некоторых других линиях прослежено на достаточно длинном промежутке времени (несколько лет и более).

Наши наблюдения в линии H_{α} охватывают промежуток времени с 1998г. по 2002г. и позволяют вместе с данными Погодина проследить за поведением этой линии на протяжении 5-и лет. На рис.2 показана зависимость от времени основных параметров эмиссионной линии H_{α} : эквивалентная ширина EW , интенсивность, лучевые скорости красного и синего крыла эмиссии на уровне одного процента эмиссии над континуумом, а также величина V/R , характеризующая асимметрию профиля. Видно, что у MWC 480 существует сильная переменность на шкале времени порядка нескольких суток, в результате которой эквивалентная ширина линии H_{α} может меняться более, чем на 30%. Можно заподозрить также существование многолетнего тренда, определяющего минимальное наблюдавшееся значение $WE (H_{\alpha})$. При этом поведение интенсивности эмиссионного компонента линии, по-видимому, не имеет заметной многолетней составляющей и определяется только переменностью на шкале времени сутки.

Из рис.2 видно также, что амплитуда переменности лучевой скорости синего крыла линии составляет около 200 км/с, что заметно превосходит аналогичный параметр для красного эмиссионного крыла и свидетельствует о доминировании процесса истечения в ближайших к звезде областях околос звездного диска. При этом шкала времени, на которой наблюдается эта переменность, порядка нескольких суток, в то время как на промежутке времени в 5 лет никакой зависимости не наблюдается.

Отношение V/R меняется более сложным образом. С одной стороны, для этого параметра характерна быстрая и, по-видимому, хаотическая зависимость от времени, подобная той, которая наблюдается в поведении эйввалентной ширины и интенсивности линии H_{α} . С другой стороны, в распределении точек на рис.2 можно заподозрить существование многолетней волны с характерным временем около 4-х лет. Насколько эта волна реальна, сказать пока трудно. Для более точных выводов необходимо накопление по возможности более равномерного ряда наблюдений в течение более длительного промежутка времени.

5. *Заключение.* Судя по характеру переменности, которую мы наблюдали в спектре MWC 480 в линиях натрия и кислорода, источником звездного ветра являются внутренние слои аккреционного диска, непосредственно примыкающие к звезде. При этом высокоскоростная часть ветра представляет собой совокупность газовых струй (микро-джетов), которые ускоряются и выбрасываются из этой области предположительно под действием магнитоцентробежного механизма. Начальные скорости микро-джетов не намного превышают скорость убегания у поверхности звезды, в результате чего формируется анизотропное истечение газа с замедлением наружу.

Мы привели аргументы в пользу магнитоцентробежной модели аккреции, основываясь на быстрой переменности профиля линии $OI\ 7774\ \text{\AA}$, которую наблюдали в течение одной ночи с помощью 6-м телескопа САО. Представляет большой интерес продолжить подобные наблюдения для более детального изучения вращательной модуляции профиля этой линии, обусловленной, как мы предполагаем, не вращением магнитосферы звезды, а более быстрым вращением замагниченного аккреционного диска. Подтверждение этого результата будет означать, что процесс аккреции газа на молодые звезды промежуточных масс отличается от процесса аккреции на молодые маломассивные звезды типа Т Тельца. В последнем случае важную роль играет глобальное магнитное поле звезд. Образованная им магнитосфера создает обширную зону коротации вокруг звезды, способную контролировать движение газа вплоть до 5-10 r . [33]. У звезд типа Ae/Be Хербига зона коротации мала [20,21], а в случае MWC 480, по-видимому, отсутствует вовсе. Газ, аккрецирующий на такую звезду, имеет, во-первых, более

высокий угловой момент по сравнению с угловым моментом поверхностных слоев звезды и способен поэтому ускорять ее вращение. Во-вторых, поскольку на звезду аккрецирует газ с магнитным полем, усиленным в аккреционном диске, то этот процесс представляет большой интерес с точки зрения генерации магнитных полей на Ар-звездах. Напомним, что один из сценариев образования магнитных Ар-звезд основан на идее захвата реликтового магнитного поля на ранних стадиях образования звезд [35]. Мы предполагаем, что, как и в случае фуороподобного объекта BW 75, образование дискретной структуры дискового ветра может быть следствием сложной и быстро меняющейся топологии магнитного поля в аккреционном диске звезды.

Интересной особенностью MWC 480 является отсутствие в ее спектре запрещенной линии кислорода 6300\AA , являющейся одним из индикаторов звездного ветра молодых звезд. Возможно, это связано с замедлением истечения, в результате чего концентрация газа на периферии оказалась довольно высокой, а электронная температура - ниже значений, необходимых для возбуждения этой линии.

Авторы благодарны М.А.Погодину за предоставление данных наблюдений MWC 480 до их опубликования и Л.В.Тамбовцевой за обсуждение и полезные замечания. Работа выполнена при поддержке гранта Президиума РАН "Нестационарные процессы в астрономии" и гранта "Ведущие научные школы".

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина

² Главная астрономическая обсерватория РАН Пулково, Россия, e-mail: grinin@VGi723.spb.edu

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

⁴ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия

DYNAMICAL PROCESSES IN THE NEAREST VICINITY OF HERBIG Ae STAR MWC 480 FROM THE DATA OF THE SPECTRAL MONITORING

O.V.KOZLOVA¹, V.P.GRININ^{1,2,3}, G.A.CHUNTONOV⁴

We present the results of spectral observations of Herbig Ae star MWC480. The observations were carried out with 2.6-m telescope of the Crimean Astrophysical Observatory and 6-m telescope of Special Astrophysical Observatory in the region of sodium resonance doublet and helium line $\text{He } \lambda 5876\text{\AA}$, $\text{OI } \lambda 7774\text{\AA}$

line, H_{α} emission line and some others. H_{α} emission line has P Cyg profile typical for the anisotropic decelerated outflows. The profile parameters are variable on the time scale of days and more. The strongest variability has been observed in the blue wing which showed noticeable changes on the time scale of few hours. Unusual profile shapes are observed in the sodium lines. They have the P Cyg like shape with the discrete absorption components in the blue wing. Their number, shape and radial velocities change with time. The maximum radial velocity reaches -330 km/s, the minimum one is about -50 km/s. The strongest variability was observed in the high velocity components. An analysis of the spectral variability leads us to the following conclusions: 1) The inner layers of accretion disk of MWC 480 reach the star surface: the maximal value of the circumstellar gas rotation velocity obtained from OI 7774 line profile is close to $400-500$ km/s that corresponds approximately to the Keplerian orbit nearest to the star. 2) The high velocity component of the disk wind is formed in this region. It has the highly heterogeneous structure consisting of the dense compact fragments (micro-jets) and reflects probably the unstable structure of magnetic field in the nearest to the star region of the accretion disk. The maximum velocities of the micro-jets exceed only slightly the escape velocity. Therefore the main part of their initial momentum is used to overcome the gravity of the star that causes the deceleration of the gas radial motion. Such a structure of the emitting region agrees with the magneto-centrifugal models of the disk wind where the key role in the gas acceleration is belonged to the intrinsic magnetic field of the accretion disk.

Key words: *stars:spectra - stars:individual:MWC 480*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.S.Thé, D. de Winter, M.Pérez, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **104**, 315, 1994.
2. V.Mannings, D.Koerner, A.Sargent, *Nature*, **388**, 555, 1997.
3. V.P.Grinin, P.S.Thé, D. de Winter et al., *Astron. Astrophys.*, **292**, 165, 1994.
4. C.Grady, M.R.Pérez, A.Talavera et al., *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **120**, 157, 1996.
5. О.В.Козлова, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, *Астрон. ж.*, **77**, 42, 2000.
6. A.Mora, B.Merin, E.Solano et al., (EXPORT) *Astron. Astrophys.*, **378**, 116, 2001.
7. V.P.Grinin, N.N.Kisilev, N.Kh.Minikhulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov, *Astrophys. Space. Sci.*, **186**, 283, 1991.
8. V.P.Grinin, *Astron. Astrophys. Transact.*, **3**, 17, 1992.
9. D.A.Allen, J.P.Swings, *Astron. Astrophys.*, **47**, 293, 1976.
10. M.Jaschek, C.Jaschek, Y.Andrillat, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **97**,

781, 1993.

11. *N.G.Beskovnaya, M.A.Pogodin, A.S.Miroshnichenko, P.S.Thé, I.S.Savanov, N.M.Shakhovskoy, A.N.Rostopchina, O.V.Kozlova, K.S.Kuratov*, *Astron. Astrophys.*, **343**, 163, 1999.
12. *J.A.Valenti, Ch.M.Johns-Krull, J.L.Linsky*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **129**, 399, 2000.
13. *M.A.Pogodin, N.Beskovnaya*, *Astron. Astrophys.*, submitted, 2002.
14. *M.E. van den Ancker, D. de Winter, H.R.E.Tjin a Djie et al.*, *Astron. Astrophys.*, **330**, 145, 1998.
15. *U.Finkenzeller, R.Mundt*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **55**, 109, 1984.
16. *T.Böhm, C.Catala*, *Astron. Astrophys.*, **301**, 155, 1995.
17. *Н.Е.Пискунов*, *Магнетизм звезд*, ред. Ю.В.Глаголевский, И.И.Романюк, Наука, С.-Петербург, 1992, с.92.
18. *N.E.Piskunov, F.Kupka, T.A.Ryabchikova et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **112**, 525, 1995.
19. *D. de Winter, M. van den Ancker, A.Mora et al.*, *Astron. Astrophys.*, **380**, 609, 2001.
20. *Л.В.Тамбовцева, В.П.Гринин, О.В.Козлова*, *Астрофизика*, **42**, 75, 1999.
21. *Л.В.Тамбовцева, В.П.Гринин, В.Роджерс, О.В.Козлова*, *Астрон. ж.*, **78**, 514, 2001.
22. *M.Jaschek, C.Jaschek, Y.Andrillat*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **72**, 505, 1988.
23. *F.Hamann, S.E.Persson*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **82**, 285, 1992.
24. *V.P.Grinin, O.V.Kozlova, A.Natta et al.*, *Astron. Astrophys.*, **379**, 482, 2001.
25. *S.Edwards, T.Ray, R.Mundt*, in "Protostars and Planets" III, eds. E.H.Levy, J.I.Lunine, The Univ. Arizona Press, 1993, p.567.
26. *G.A.Hirth, R.Mundt, J.Solf*, **285**, 929, 1994.
27. *T.Böhm, C.Catala*, *Astron. Astrophys.*, **290**, 167, 1994.
28. *M.Corcoran, T.Ray*, *Astron. Astrophys.*, **321**, 189, 1997.
29. *M.Corcoran, T.Ray*, *Astron. Astrophys.*, **331**, 147, 1998.
30. *C.Grady, B.Woodgate, F.C.Bruhweiler et al.*, *Astrophys. J.*, **523**, L151, 1999.
31. *В.П.Гринин*, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 65, 1988.
32. *В.П.Грикин, А.Н.Ростопчина*, *Астрон. ж.*, **73**, 194, 1996.
33. *F.Shu, J.Najita, E.Ostriker et al.*, *Astrophys. J.*, **429**, 781, 1994.
34. *A.Königl*, in "Disks and Outflows Around Young Stars", Eds. S.Beckwith, J.Staude, A.Quetz, A.Natta, Springer, 1996, p.282.
35. *Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chuntonov*, *Bull. SAO*, **45**, 105, 1998.
36. *С.И.Грачев, В.П.Гринин*, *Астрофизика*, **11**, 33, 1975.
37. *C.Imhoff*, in "The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars", Eds. P.S.Thé, M.R.Pérez, P.J. van den Heuvel, Publ. Astron. Soc. Pacif., **62**, 107, 1994.
38. *C.M.Johns, G.Basri*, *Astrophys. J.*, **449**, 341, 1995.
39. *R.Mundt*, *Astrophys. J.*, **280**, 749, 1984.
40. *D. de Winter, C.A.Grady, M.E. van den Ancker, M.R.Pérez, C.Eiroa*; *Astron. Astrophys.*, **343**, 137, 1999.
41. *A.Mora, A.Natta, C.Eiroa et al.*, *Astron. Astrophys.*, **393**, 259, 2002.
42. *A.Natta, V.Grinin, L.Tambovtseva*, *Astrophys. J.*, **542**, 421, 2000.
43. *B.Reipurth, L.Hartmann, S.J.Kenyon et al.*, *Astron. J.*, **124**, 2194, 2002.

УДК: 524.3-62

НОВАЯ Т-АССОЦИАЦИЯ В ОБЛАСТИ CyG OB7

Н.Д.МЕЛИКЯН, А.А.КАРАПЕТЯН

Поступила 21 февраля 2003

Принята к печати 16 апреля 2003

Приводятся результаты наблюдений одной области с размерами 6×11 угл. мин, находящейся почти в центре звездной ассоциации CyG OB 7. Показано, что в изучаемой области находятся новая Т-ассоциация, группа новых объектов Хербига-Аро и одна звездная система типа трапеции.

1. *Введение.* Эмиссионная линия H_{α} является признаком хромосферной активности звезд, наличие которых служит отличным индикатором областей звездообразования. Это обстоятельство послужило стимулом проведения многочисленных H_{α} -обзоров неба.

Один из таких обзоров выполнен в Бюраканской обсерватории в избранных областях темных туманностей, на $40''$ телескопе системы Шмидта с применением 4° объективной призмы. В 6 областях обнаружено более 200 новых эмиссионных звезд [1-5]. H_{α} -обзор проводился в разные эпохи в течение 10 лет, что позволило не только обнаружить новые эмиссионные звезды, но и следить за ходом изменения блеска и интенсивности эмиссионной линии как новых, так и ранее известных эмиссионных звезд. Обычно обнаруженные таким образом объекты в подавляющем большинстве являются звездами типов Т Тау, UV Кита, Ae/Be Хербига, объектами Хербига-Аро (HN), планетарными туманностями и т.п.

Звезды типа Т Тельца являются самыми молодыми представителями звезд малых масс. Из-за низкой светимости они обнаруживаются только в близких областях звездообразования, находящихся на расстояниях до нескольких сотен парсеков. Исследование этих объектов представляет особый интерес как с точки зрения изучения физики звезд и динамики звездных систем, так и исследования вопросов космогонии вообще.

Объекты Хербига-Аро также являются очень молодыми образованиями. Это компактные туманные объекты с характерным эмиссионным спектром, без признаков континуума. В настоящее время известно около 500 объектов Хербига-Аро [6], но лишь некоторые из них показывают достоверную физическую связь с массивными молодыми звездами [7,8]. Они всегда обнаруживаются в ассоциациях и в большинстве случаев тесно связаны со звездами типа Т Тельца.

HN-объекты как отдельный класс впервые были обнаружены и

исследованы в области Ориона [9-11]. Было сделано предположение, что они являются крайне ранними стадиями развития звезд типа Т Тельца [12]. В настоящее время доминирует предположение, что эти компактные туманности являются продуктом воздействия ударной волны [13-15].

С целью более детального исследования небольшого участка неба с размерами $6' \times 11'$ вокруг двух известных эмиссионных звезд в области Суг OB7 [5], были проведены новые наблюдения с помощью 2.6-м телескопа БАО. Это позволило обнаружить новый объект Хербига-Аро, 7 H_{α} эмиссионных звезд, одну новую кометарную туманность и одну новую инфракрасную туманность в непосредственной близости от объекта Хербига-Аро [16]. Дальнейшее исследование этой области позволило обнаружить новый компактный HH-объект, который, как было показано, является членом тесной системы типа Трапеции [17]. По площади изученная область является крохотной частью области ассоциации Суг OB7 и проецируется на фоне темной туманности Хавтасси 141 [18], расстояние которой оценивается равным примерно 400 пк [19].

В настоящей работе приводятся результаты спектральных наблюдений 5 эмиссионных звезд этой области, а также новые детали, обнаруженные на основе обработки ранее полученного наблюдательного материала.

2. Наблюдения. Координаты центра изучаемой области следующие: $\alpha_{(2000)} = 21^{\text{h}}00^{\text{m}}32^{\text{s}}$, $\delta_{(2000)} = 52^{\circ}28'24''$. Предварительные результаты изучения этой области уже опубликованы [16,17]. Один из обнаруженных HH-объектов включен в каталог объектов Хербига-Аро [6] под номером 448 [20].

В настоящей работе использованы как ранние наблюдения, полученные с помощью 40" телескопа системы Шмидта (1979-1989гг.) и на 2.6-м телескопе в 2000г., так и новые спектральные наблюдения 5 звезд, выполненные на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории в 2001г.

Наблюдения на метровом телескопе системы Шмидта выполнены с применением 4° объективной призмы, с использованием светофильтров RG-1 и RG-2. Такое сочетание светофильтров с фотозмульсиями Kodak 103a-F, IIa-F и IIIa-F позволяет регистрировать спектральную область 6100-7000 Å и легко обнаружить линию H_{α} в эмиссии. Используются также прямые изображения области, полученные на 40" телескопе в фотографических лучах.

Наблюдения, проведенные в 2000г., а также в 2001г. на 2.6-м телескопе, были выполнены с помощью приемной аппаратуры "VuFOOSC", разработанной в Бюракане [21]. В качестве светоприемника при наблюдениях была использована CCD-камера, со светочувствительным элементом фирмы "Thomson" размерами 1060 x 1028 pix. При наблюдениях были использованы красная и зеленая призмы. Первая из них охватывает

спектральную область 5500-7500 Å, а вторая - 4350-6700 Å. Во время наблюдений, выполненных в 2000г., были использованы узкополосные светофильтры H_{α} , [SII] и ближний инфракрасный фильтр I. Фильтры H_{α} и [SII] имеют полуширину 75 Å, а фильтр I охватывает спектральную область 7000-9000 Å. Красная и зеленая призмы имеют спектральные разрешения соответственно 2.7 и 1.7 Å/pix. Все указанные светофильтры были использованы при получении прямых изображений области с размерами 6'x11', а светофильтры H_{α} и [SII] - только при спектральных наблюдениях, полученных с помощью красной призмы. Зеленая призма была использована только при спектральных наблюдениях, выполненных в 2001г. Получены спектры 5 звезд. Используются также цифровые данные Паломарских обзоров DSS1 и DSS2.

3. *Результаты наблюдений.* На рис.1 приводится карта отождествления объектов Хербига-Аро и H_{α} звезд, обнаруженных в Бюраканской обсерватории. Рисунок является копией DSS2(R). Непосредственно по соседству с изучаемой областью находятся три известных объекта Хербига-Аро, №380, 381 и 382 [6]. На рис.1 стрелками отмечены обнаруженные в этой области эмиссионные звезды, объекты Хербига-Аро и одна переменная звезда (№8), которая по своим фотометрическим характеристикам является звездой типа Т Тау. Отметим, что номера эмиссионных звезд (№1-7) соответствуют номерам, приведенным в работе [16], а эмиссионная звезда №4a, как таковая, обнаружена во время последних спектральных наблюдений. В табл.1 приводятся экваториальные координаты (2000г.), оценки звездных величин, полученные на основе DSS2(R),

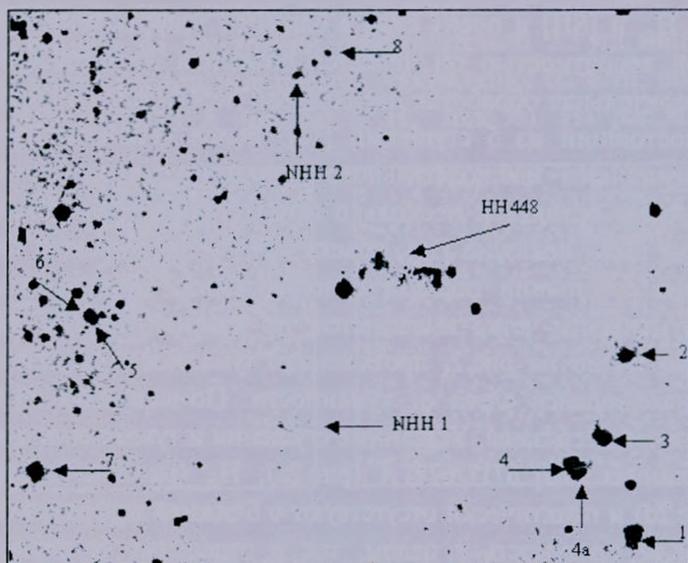


Рис.1. Карта отождествления обнаруженных объектов (DSS2).

амплитуды зарегистрированных изменений блеска звезд и результаты отождествления с уже известными объектами. Звезда №4 отождествлена также с инфракрасным источником IRAS PSC 20590+5215[22].

Таблица 1

ДАННЫЕ ОБ ОБНАРУЖЕННЫХ ОБЪЕКТАХ

Объект	$\alpha_{(2000)}$	$\delta_{(2000)}$	m_r	Δm	Примечание
НН 448	21 ^h 00 ^m 34 ^s .0	52°29'27"	-	-	
НН 1	00 44.0	27 35	-	-	
НН 2	00 42.7	31 42	-	-	
1	00 17.0	26 22	16 ^m .0	0 ^m .7(SII)*	
2	00 17.4	28 24	15.8	0.8(R, I)*	
3	00 19.2	27 28	16.0	V(H α)*	No 20[5]
4	00 21.7	27 10	15.6	-	No 21[5]
4a	00 21.4	27 06	15.5	V(H α)*	
5	00 58.3	28 54	17.5	-	
6	00 58.6	28 56	17.5	-	
7	01 02.8	27 08	16.2	V(H α)*	
8	00 40.1	31 59	18.5	1.0(I)*	

* Переменность звезды зарегистрирована в спектральной области, указанной в скобках.

3.1. *Новые объекты Хербига-Аро.* Обнаружение объектов Хербига-Аро связано с определенными трудностями. Общепринято, что спектральные наблюдения являются наиболее надежным способом обнаружения этих объектов. В красной области спектра объектов Хербига-Аро характерно наличие эмиссионных линий H α и [SII]. Известно также, что если объект показывает сильное излучение в фильтрах H α и [SII] и очень слаб в ближней инфракрасной области, то с большой вероятностью он является объектом Хербига-Аро.

Предварительная обработка наблюдений позволила обнаружить объект НН448, состоящий из 5 сгущений [16]. Более детальное исследование ранее полученного наблюдательного материала позволило обнаружить еще два новых объекта и несколько новых сгущений у объекта НН448.

Как уже было показано [16], объект НН448 простирается между двумя звездами на расстоянии порядка одной угл.мин. На фоне протяженной красной туманности четко выделяются, по крайней мере, 9 сгущений, и, как хорошо видно на рис.2, протяженная туманность соединена с яркой звездой, находящейся слева от туманности. По-видимому, туманность и звезда физически связаны. Указанные сгущения и туманность очень хорошо видны в линиях [SII] 6717/6731 Å (рис.2a), H α (рис.2b), на картах атласа DSS2 (рис.2d) и практически отсутствуют в ближней инфракрасной области (рис.2c). Как туманность в целом, так и отдельные сгущения в линиях [SII] 6717/6731 Å ярче, чем в H α . Отметим, что эти сгущения четко

видны также на бесщелевых спектрах, полученных с помощью красной призмы в сочетании со светофильтрами [SII] и H_{α} . На DSS1 на месте объекта видна очень слабая красная звезда, совпадающая по координатам с одним из сгущений и известная как объект RNO 127[23]. Сравнение DSS1 и DSS2 позволяет предположить, что яркость HH448 претерпела сильное изменение за время порядка 40 лет.

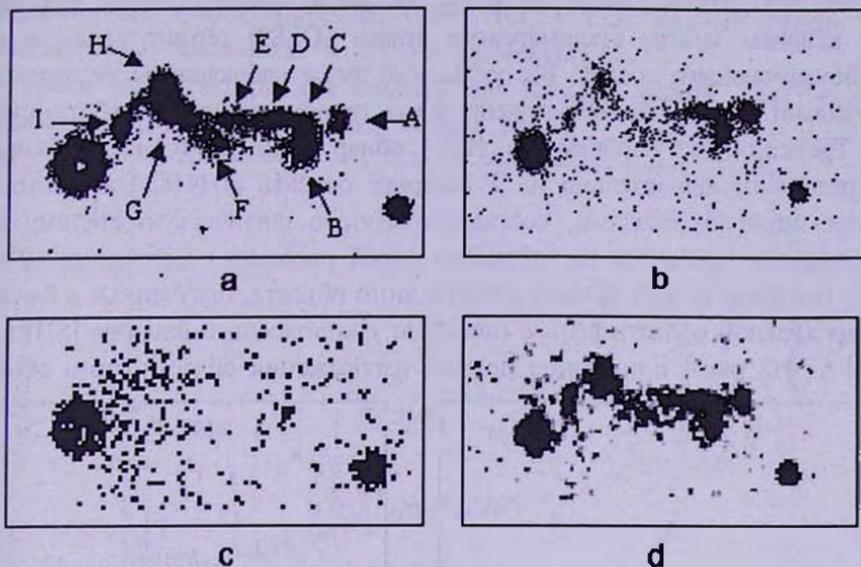


Рис.2. Объект HH448 в спектральных областях [SII] (a), H_{α} (b), I (c) и R (d) (DSS).

Кроме объекта HH448 обнаружены еще 2 объекта Хербига-Аро (HH1, HH2). Первый из них состоит из 4 сгущений и находится южнее уже известного объекта на расстоянии приблизительно 2.5 угл. мин. На рис.3 приводятся крупномасштабные прямые изображения области, полученные в фильтрах [SII] 6717/6731 Å (рис.3a) и H_{α} (рис.3b). На рис.3a стрелками

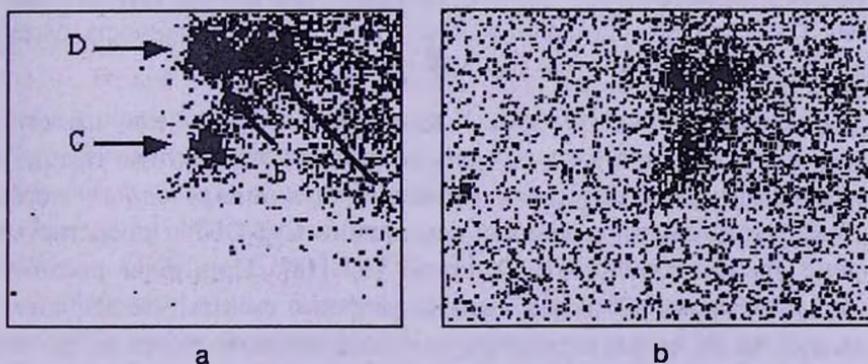


Рис.3. Прямые изображения объекта HH1 в областях [SII] (a) и H_{α} (b). Стрелки показывают отдельные сгущения.

указаны отдельные сгущения. Как и в случае НН448, отдельные сгущения в фильтре [SII] 6717/6731 Å ярче, чем в H_{α} . Как в [SII] 6717/6731 Å, так и в H_{α} сгущения проектируются на фоне слабой красной туманности. Отметим, что на изображениях, полученных в ближней инфракрасной области спектра, нет никаких следов как туманности, так и сгущений. Следует отметить также, что на бесщелевых спектрах отдельные сгущения еще видны в [SII] 6717/6731 Å, тогда как в H_{α} не видно никаких следов излучения. На красных картах Паломарского атласа (DSS2) объект виден в виде слабоизлучающего кольца. Все указанные выше наблюдательные параметры указывают на то, что обнаружена новая группа объектов Хербига-Аро.

Третий объект Хербига-Аро (НН2), обнаруженный в изучаемой области, находится приблизительно на 2' севернее объекта НН448. Этот объект, с двумя другими звездами, составляет единую физическую систему типа Трапеции и находится на ничтожно малой площади с размерами 10" x 20" [17]. Имеются только прямые снимки этого объекта, полученные в ближней инфракрасной области (I) и с помощью узкополосного фильтра [SII] 6717/6731 Å. На рис.4 приводятся прямые изображения области этого объекта,

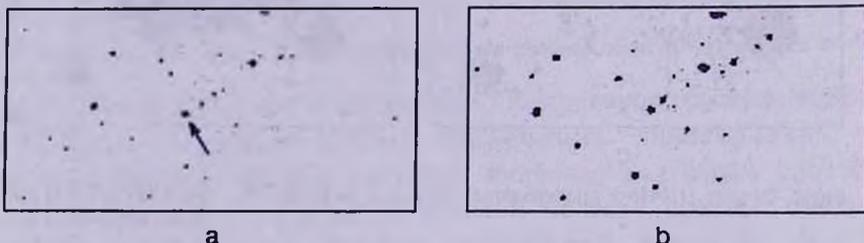


Рис.4. Объект НН2 в [SII] 6717/6731 Å (а) и в ближней инфракрасной области I (б).

снятые соответственно в фильтре [SII] 6717/6731 Å (рис.4а) и в ближней инфракрасной области I (рис.4б). На рис.4а стрелкой обозначен объект Хербига-Аро, который отсутствует на снимке, полученном в фильтре (I). Дальнейшие исследования этого и соседних объектов с использованием данных DSS1 и DSS2, позволили зарегистрировать переменность блеска у объекта Хербига-Аро и у звезды №8 (рис.1, табл.1).

3.2. *Эмиссионные звезды.* В изучаемой области было известно 7 H_{α} эмиссионных звезд, 4 из которых составляют компактную группу, все 6 расстояний между которыми являются величинами одного порядка [16]. Все они находятся в области ассоциации Суг OB7 и проектируются на фоне темной туманности Хавтаси 141 [18]. Принимая расстояние Хавтаси 141 равным 400 пк [19], можно уверенно сказать, что эти объекты составляют динамически неустойчивую физическую систему типа Трапеции. Пятый член этой системы (№4а) является визуальным компаньоном эмиссионной звезды №4 (см. рис.1). Эмиссия у звезды №4а обнаружена

во время последних спектральных наблюдений. Спектры этих 5 звезд получены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью зеленой призмы.

Известно, что звезды типа Т Тау имеют низкую светимость, принадлежат спектральным классам от поздних А до ранних М и почти всегда связаны с туманностями. В спектрах звезд типа Т Тау присутствуют эмиссионные линии водорода, CaII, HeI, иногда слабые линии HeII, железа, серы, кислорода и других элементов.

Нами получены по два спектра для каждой звезды. На рис.5 для иллюстрации приведен спектр звезды №4.

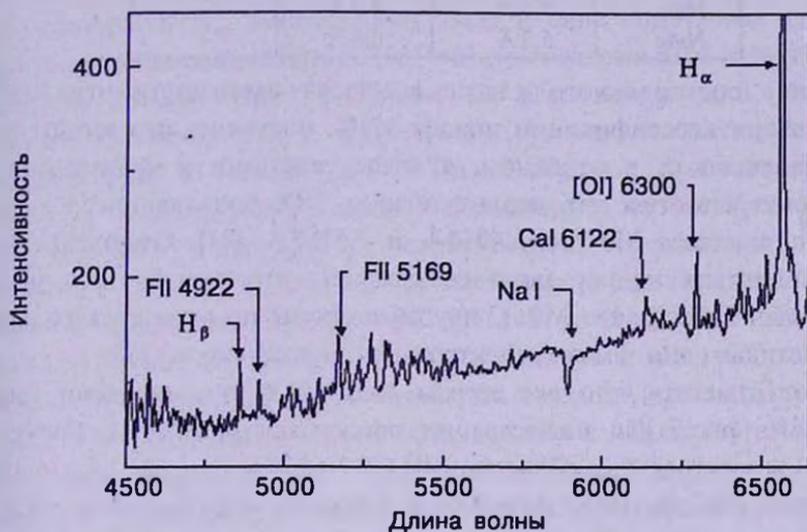


Рис.5. Спектр звезды №4.

Наличие эмиссии в H_α еще не доказывает принадлежность звезды к типу Т Тау. Этой линией обладают также и вспыхивающие звезды, однако принято считать, что эквивалентная ширина линии у звезд типа Т Тау, в отличие от вспыхивающих звезд, больше 5 Å [24]. В табл.2 приводятся эквивалентные ширины трех, очень характерных для звезд типа Т Тельца эмиссионных линий. Как видно из данных таблицы, только у двух звезд была измерена эквивалентная ширина линии HeI 5876 Å. Интенсивности этих линий у звезд типа Т Тау строго коррелируют между собой, и при изменениях блеска одновременно усиливаются или ослабевают, и при этом всегда имеет место следующее неравенство; $EW(H_{\alpha}) > EW(H_{\beta}) > EW(HeI)$ [25].

Запрещенная линия нейтрального кислорода [OI] 6300 Å в эмиссии отождествлена у звезд №1, 3 и 4. Зарегистрировано также много эмиссионных линий ионизованного железа, из числа которых для звезд типа Т Тау особенно характерны FeII 4924, 5018, 5169 Å.

У звезд типа Т Тау неправильные изменения блеска сопровождаются непрерывными изменениями спектра. Такие явления сильно затрудняют

Таблица 2

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ H_α , H_β и HeI 5876 Å

Звезда	$EW(H_\alpha)$	$EW(H_\beta)$	$EW(HeI)$
№1	7.5 Å	3.2 Å	1.1 Å
№2	5.5 Å	3.6 Å	-
№3	18.5 Å	10.2 Å	3.0 Å
№4	7.9 Å	3.7 Å	-
№4a	5.2 Å	0.6 Å	-

определение спектрального класса и класса светимости этих звезд. Используя при классификации полосу MgH, получено, что звезды типа Т Тау принадлежат, в основном, к классу светимости субгигантов IV [25]. Хорошо известно, что первые полосы TiO, появляющиеся у звезд спектрального класса M0 это $\lambda 4954 \text{ Å}$ и $\lambda 5167 \text{ Å}$ [24]. Отсутствие этих полос в спектрах наших звезд показывает, что все 5 звезд имеют спектральный класс ранее M0. С другой стороны по всем спектральным характеристикам они имеют спектральный класс позже G8.

Следует отметить, что все звезды связаны с туманностями малых размеров. На рис.6 для иллюстрации приводятся прямые изображения звезды №1 в спектральных областях [SII] 6717/6731 Å (рис.6a), H_α (рис.6b) и в красной области DSS2 (рис.6c). В ближней инфракрасной области туманность отсутствует. Хорошо видно, что если на рис.6a и 6b туманность имеет одинаковую форму, то на рис 6c она сильно отличается. Если в

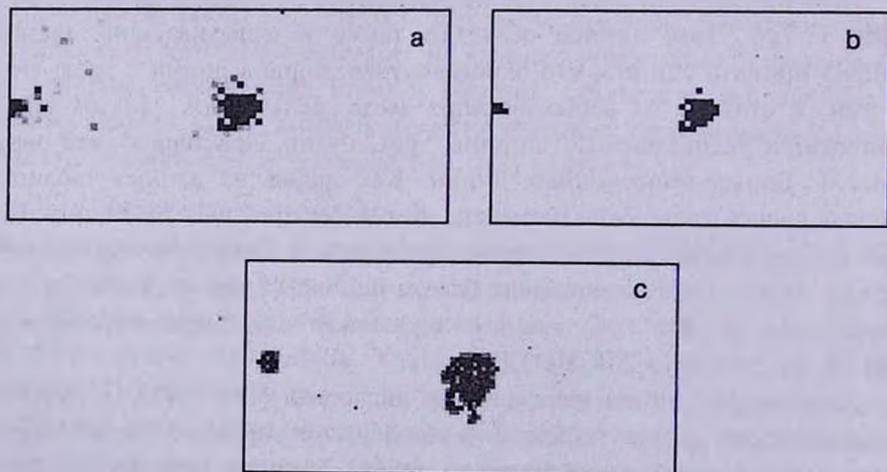


Рис.6. Увеличенные изображения области эмиссионной звезды №1 в SII 6717/6731 Å (a), H_α (b) и в красной области спектра (c) (DSS2).

первом случае маленькая туманность протягивается в юго-западную сторону от звезды, то на рис.6с она состоит из двух компонентов, ни один из которых не повторяет форму и направление, показанные на рис.6а, б. Разность во времени между нашими наблюдениями и DSS2 составляет 10 лет. По всей вероятности, в данном случае мы имеем дело с переменной туманностью.

Результаты спектральных наблюдений всех 5 звезд показывают, что все они являются звездами типа Т Тау.

4. *Обсуждение.* Обобщая результаты наблюдений, следует подчеркнуть следующее. В крохотной области обнаружены 3 объекта Хербига-Аро, 8 H_{α} эмиссионных звезд и одна кометарная туманность. 5 звезд из числа эмиссионных (№1-4а) по спектральным характеристикам являются звездами типа Т Тельца. По всей вероятности, звезды №5-8 и звезда, связанная с кометарной туманностью, также являются звездами типа Т Тельца [16,17]. Таким образом, в изучаемой области находятся 10 звезд типа Т Тельца. У большинства из них зарегистрирована переменность яркости или же интенсивности эмиссионной линии H_{α} . Сравнение DSS1 и DSS2 позволяет зарегистрировать переменность блеска также у объектов Хербига-Аро HH448 и HH1. Все эти объекты проецируются на фоне темной туманности Хавтасси 141 [18], находящейся почти в центре известной звездной ассоциации Суг OB7. Принимая расстояние темного облака равным 400 пк [19], получим для размеров изучаемой области значения 0.7х1.3пк. Если даже предполагать, что область находится на расстоянии 740 пк (расстояние ассоциации Суг OB7 [19]), то линейные размеры области увеличатся всего лишь вдвое. Следовательно, учитывая, что диаметры Т-ассоциаций не превышают нескольких десятков парсек [26], естественно допустить, что в этой области находится одна из самых молодых Т-ассоциаций. Наличие динамически неустойчивой системы типа Трапеции еще больше увеличивает интерес к изучаемой области: 4 звезды типа Т Тельца, одна из которых является двойной, находятся в площади с размерами 0.1х0.2 пк. Отметим, что взаимные расстояния составляющих большинства звездных систем типа Трапеции заключены в пределах 0.02 - 0.2 пк[27].

Таким образом, результаты наших наблюдений позволили обнаружить большое количество нестационарных объектов. В дальнейшем требуются более детальные и многосторонние исследования всех пекулярных объектов, обнаруженных в изучаемой области.

A NEW T-ASSOCIATION IN CYG OB7 REGION

N.D.MELIKIAN, A.A.KARAPETIAN

The results of observations of a region with sizes equal to 6×11 arcmin., situated almost in the center of the stellar association Cyg OB7 are presented. The existence of a new T association, 3 new Herbig-Haro objects and at least one trapezium type stellar system in the investigated region has been shown.

Key words: (Galaxy):associations - stars:T Tau type

ЛИТЕРАТУРА

1. N.D.Melikian, V.S.Shevchenko, S.Yu.Melnikov, IBVS, №3037, 1987.
2. Н.Д.Меликян, В.С.Шевченко, *Астрофизика*, **32**, 169, 1990.
3. Н.Д.Меликян, *Астрофизика*, **37**, 219, 1994.
4. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, **39**, 57, 1996.
5. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Л.Г.Ахвердян, А.Ц.Карапетян, *Астрофизика*, **39**, 217, 1996.
6. B.Reipurth, A General Catalog of HH Objects, Elec. Published, 1999.
7. D.Devine, J.Bally, B.Reipurth, D.Shepherd, A.Watson, *Astron. J.*, **117**, 2919, 1999.
8. D.Devine, B.Reipurth, J.Bally, T.J.Balonek, *Astron. J.*, **117**, 2931, 1999.
9. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, **111**, 11, 1950.
10. H.Herbig, *Astrophys. J.*, **113**, 697, 1951.
11. G.Haro, *Astrophys. J.*, **115**, 572, 1952.
12. В.А.Амбарцумян, *Сообщ. Бюракан. обсерв.*, **13**, 1954.
13. B.Reipurth, J.Bally, D.Devine, *Astron. J.*, **114**, 2708, 1997.
14. J.Bally, D.Devine, *Astrophys. J.*, **428**, L65, 1994.
15. D.Devine, J.Bally, B.Reipurth, S.Meathcote, *Astron. J.*, **114**, 2095, 1997.
16. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, **44**, 265, 2001.
17. Г.А.Арутюнян, Н.Д.Меликян, *Астрофизика*, **44**, 431, 2001.
18. Д.С.Хавтасси, *Атлас Галактических Темных Туманностей*, Абастуманская астрофиз. обсерв. Грузия, 1960.
19. P.T. de Zeeuw, R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, A.G.A.Brown, A.Blaauw, *Astron. J.*, **117**, 354, 1999.
20. B.Reipurth, Частное сообщение.
21. Т.А.Мовсессиан, J.-L.Gach, F.Zhamkochian, J.Boulestex, "JENAM-2000" May 29 - June 3, Abstracts, Moscow, 2000, p.179.
22. IRAS Point Source Catalogue, Joint IRAS Science Working Group, Washington D.C., 1986.

23. *M.Cohen*, *Astron. J.*, **85**, 29, 1980.
24. *C.Jaschek, M.Jaschek*, *The Classification of Stars*, Cambridge Univ. Press, 1987.
25. *M.Cohen, L.V.Kuhi*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **41**, 743, 1979.
26. *Л.В.Мирзоян*, *Нестационарность и эволюция звезд*, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1981.
27. *В.А.Амбарцумян*, *Научные труды*, т.2, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1960, стр.61.

УДК: 524.35:520.82

ФОТОМЕТРИЯ СВЕРХНОВОЙ ЗВЕЗДЫ SN 2002ар В М 74 В 2002г.

В.Т.ДОРОШЕНКО¹, С.Г.СЕРГЕЕВ², Н.И.МЕРКУЛОВА²,
Е.А.СЕРГЕЕВА²

Поступила 3 марта 2003

Принята к печати 1 апреля 2003

Приводятся результаты $UBVR_cI_c$ наблюдений SN 2002ар в феврале, октябре и ноябре 2002г., выполненные в Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрение наших фотометрических данных и взятых из литературы показало, что на интервале около года со дня вспышки сверхновой SN 2002ар кривая блеска прошла три этапа в своем развитии: резкий подъем, после этого стадию быстрого экспоненциального спада и затем стадию более медленного затухания. По виду кривой блеска эта сверхновая относится к SN I, а по изменению показателей цвета, скорее всего, к сверхновым SN Ic. На предмаксимальной стадии распределение энергии в области от $\lambda 3000 \text{ \AA}$ до $\lambda 6000 \text{ \AA}$ похоже на излучение звезды спектрального класса F5V. На втором этапе эволюции блеска, на стадии быстрого спада яркости, изменения показателей цвета связаны с изменением температуры излучения, указывая на быстрое охлаждение выброшенного вещества. Приняв эффективную температуру излучения в предмаксимальной стадии равной $T_{\text{eff}} = 6500 \text{ K}$, мы оценили скорость расширения квазифотосферы. По нашим расчетам она составляет около 9700 км/с.

1. *Введение.* 29 января 2002г. (29.4 UT) во внешней части спиральной галактики М74, на расстоянии $4'38''$ от ее центра, любитель астрономии Yoji Hirose обнаружил звезду 14.5 зв. величины [1]. По сообщению Ли из Калифорнийского университета [1] еще 25 января на этом месте не было звезды ярче 18^m . Обнаруженная звезда была названа SN 2002ар. На следующий день ее визуальная яркость оценивалась как $13^m.7$. Таким образом, сверхновая была открыта почти сразу же после взрыва на стадии подъема блеска. Из-за своей яркости и возможной связи с GRB-источниками эта сверхновая привлекла внимание многих наблюдателей. При принятом расстоянии до галактики $D = 7.3 \text{ Мпк}$ [2,3] сверхновая находится на расстоянии 9.8 кпк от ее центра. Согласно аргументам, приводимым в статье [4], полное поглощение до сверхновой, т.е. в нашей Галактике и в галактике М 74, невелико, $E(B - V) = 0^m.08$, и, следовательно, экстинкция в U , B , V , R_c и I_c полосах, соответствующая этому избытку цвета, равна $A_U = 0^m.43$, $A_B = 0^m.37$, $A_V = 0^m.28$, $A_{R_c} = 0^m.21$ и $A_{I_c} = 0^m.14$ [4]. Изучение глубоких $UBVR_{Ic}K$ изображений М74 [5], полученных за несколько лет до вспышки сверхновой, не позволило обнаружить на этом месте следов предшественницы вспыхнувшей звезды, ярче чем $U = 21^m.5$; $B = 23^m$; $V = 22^m.6$; $R_c = 22^m.2$; $I_c = 21^m.5$. Спектральные свойства

сверхновой сразу же после открытия привели исследователей к заключению о возможной принадлежности звезды к классу гиперновых звезд с кинетической энергией взрыва $E > 10^{52}$ эрг. Как оказалось впоследствии, кинетическая энергия была несколько меньше указанной величины, а именно, $E = 4 - 10 \times 10^{51}$ эрг [6]. В Крымской астрофизической обсерватории проводились как фотометрические BVR_cI_c , так и поляризационные $UBVRI$ наблюдения SN 2002ар. Далее мы будем рассматривать только фотометрические наблюдения.

2. Наблюдения. Фотометрические наблюдения SN 2002ар выполнялись в прямом фокусе телескопа АЗТ-8 ($f = 282$ см) с диаметром зеркала 70 см, оснащенный ПЗС-фотометром с матрицей AP7p 512 x 512 пикселей. Наблюдения с фильтрами B, V, R, I приводились к стандартной системе Джонсона-Казинса. Коэффициенты перевода инструментальной системы в систему Джонсона-Казинса были получены в результате специального фотометрического анализа 32-х звезд в скоплении NGC 7790, а их стандартные B, V, R, I звездные величины были взяты из работы Стэтсона [8]. При фотометрии сверхновой в качестве звезды сравнения в феврале использовалась звезда №1, расположенная от SN в $65''$ к западу и в $8''$ к северу с координатами $\alpha = 01^{\text{h}}36^{\text{m}}19^{\text{s}}$ и $\delta = +15^{\circ}45'22''$ (2000) и звездными величинами $V = 13^{\text{m}}.061$, $B = 13^{\text{m}}.844$, $R_c = 12^{\text{m}}.618$ и $I_c = 12^{\text{m}}.148$, согласно [7]. В октябре-ноябре, когда яркость сверхновой сильно уменьшилась, мы использовали звезду №2 с координатами $\alpha = 01^{\text{h}}36^{\text{m}}23^{\text{s}}.04$ и $\delta = 15^{\circ}47'45''.4$ (2000) и звездными величинами $V = 14^{\text{m}}.611$, $B = 15^{\text{m}}.190$, $R_c = 14^{\text{m}}.273$ и $I_c = 13^{\text{m}}.913$ [7]. Фотометрическая обработка, включающая поправки за байес, темновой ток и плоское поле, которое получалось на рассветном небе, а также апертурные измерения вместе с учетом ошибок, связанных как со статистикой накопленных зарядов, так и с особенностями матричных наблюдений, проводилась по программе, разработанной С.Г.Сергеевым. При фотометрии использовалась апертура диаметром $A = 15''$. Результаты наших наблюдений представлены в табл.1, где в первом столбце приводятся год, месяц и день, во втором - юлианская дата, в третьем - звездная величина, в четвертом - вероятная погрешность и в пятом - номер используемой звезды сравнения.

На 125-см телескопе КраАО (АЗТ-11) Ю.С.Ефимовым проводились поляризационные наблюдения, и как побочный продукт этих наблюдений были получены оценки блеска в U, B, V, R_c, I_c полосах в течение 4-х ночей в начале февраля. Они тоже добавлены в табл.1 с любезного согласия Ю.С.Ефимова.

3. $UBVR_cI_c$ кривые блеска. Чтобы лучше представить изменения блеска сверхновой, мы объединили наши данные с опубликованными в литературе [4,9,10-13]. Самое последнее наблюдение в полосе V от 31 декабря

Таблица 1

UBVR_c ВЕЛИЧИНЫ SN 2002ap

YYmmdd.UT	JD2450000+	<i>U</i>	err <i>U</i>	Cs	YYmmdd.UT	JD2450000+	<i>R</i>	err <i>R</i>	Cs
020203.735 ^a	2309.2293	13.29	0.04	1	020201.742 ^a	2307.2422	13.00	0.03	1
YYmmdd.UT	JD2450000+	<i>B</i>	err <i>B</i>	Cs	020201.800	2307.3003	13.037	0.007	1
020201.739 ^a	2307.2391	13.43	0.03	1	020202.721	2308.2209	12.862	0.004	1
020201.800	2307.2996	13.440	0.009	1	020203.678	2309.1777	12.711	0.011	1
020202.718	2308.2175	13.289	0.005	1	020204.729 ^a	2310.2351	12.57	0.03	1
020203.676	2309.1763	13.192	0.013	1	020204.742	2310.2415	12.610	0.004	1
020203.719 ^a	2309.2194	13.18	0.03	1	020205.800	2311.3000	12.526	0.005	1
020204.734 ^a	2310.2345	13.11	0.03	1	020207.715 ^a	2313.2148	12.30	0.03	1
020204.737	2310.2373	13.125	0.004	1	020207.723	2313.2231	12.404	0.004	1
020205.794	2311.2942	13.106	0.008	1	020208.696	2314.1958	12.375	0.004	1
020207.714 ^a	2313.2142	13.13	0.04	1	020210.694	2316.1938	12.361	0.004	1
020207.723	2313.2234	13.162	0.004	1	020212.704	2318.2039	12.401	0.004	1
020208.693	2314.1929	13.222	0.005	1	020216.706	2322.2056	12.568	0.004	1
020210.694	2316.1936	13.397	0.004	1	020217.717	2323.2166	12.619	0.004	1
020212.700	2318.1997	13.596	0.006	1	021009.007	2557.5066	17.554	0.045	2
020216.704	2322.2041	13.984	0.004	1	021017.035	2565.5354	17.714	0.090	2
020217.715	2323.2151	14.069	0.004	1	021102.896	2581.3955	17.930	0.184	2
YYmmdd.UT	JD2450000+	<i>V</i>	err <i>V</i>	Cs	021114.916	2593.4155	17.998	0.159	2
020201.742 ^a	2307.2415	12.92	0.03	1	021128.881	2607.3809	18.191	0.236	2
020201.800	2307.2998	12.901	0.007	1	YYmmdd.UT	JD2450000+	<i>I</i>	err <i>I</i>	Cs
020202.720	2308.2200	12.724	0.004	1	020201.801	2307.3013	13.013	0.010	1
020203.677	2309.1772	12.602	0.011	1	020202.731	2308.2307	12.847	0.005	1
020203.730 ^a	2309.2300	12.60	0.03	1	020203.680	2309.1797	12.688	0.016	1
020204.738 ^a	2310.2382	12.47	0.03	1	020204.735 ^a	2310.2356	12.66	0.03	1
020204.740	2310.2402	12.497	0.004	1	020204.743	2310.2427	12.569	0.004	1
020205.798	2311.2976	12.425	0.006	1	020205.799	2311.2993	12.449	0.006	1
020207.714 ^a	2313.2136	12.39	0.03	1	020207.722	2313.2222	12.302	0.004	1
020207.724	2313.2236	12.368	0.004	1	020208.696	2314.1956	12.253	0.005	1
020208.695	2314.1946	12.368	0.004	1	020210.695	2316.1946	12.207	0.004	1
020210.694	2316.1936	12.421	0.004	1	020212.705	2318.2046	12.206	0.006	1
020212.701	2318.2012	12.525	0.005	1	020216.706	2322.2063	12.294	0.004	1
020216.705	2322.2048	12.786	0.004	1	020217.718	2323.2175	12.315	0.004	1
020217.716	2323.2158	12.856	0.004	1	021009.001	2557.5010	17.461	0.063	2
021009.995	2557.4951	18.435	0.057	2	021017.037	2565.5366	17.611	0.082	2
021017.034	2565.5339	18.680	0.091	2	021102.892	2581.3923	18.081	0.225	2
021102.886	2581.3862	18.952	0.259	2	021114.918	2593.4177	18.000	0.133	2
021114.913	2593.4133	18.809	0.180	2	021128.883	2607.3831	19.229	0.291	2
021128.879	2607.3787	18.925	0.204	2					

^a Наблюдения Ю.С.Ефимова на 125-см телескопе.

2002г. ($V = 19^m.5$) принадлежит Хендену [14]. Сводные кривые блеска приводятся на рис.1, причем наши данные отмечены заполненными кружками, а все остальные - открытыми. Размер кружков для февральских наблюдений гораздо больше ошибок измерений и взят таким только для иллюстрации локализации наших данных в общей картине падения блеска

сверхновой. Для большей наглядности кривые блеска в разных фильтрах помещены на рисунке со сдвигом относительно кривой блеска в фильтре V . Сдвиг в звездных величинах указан внутри рисунка. Из рисунка следует, что изменения блеска проходили три стадии: подъем (до первой декады или середины февраля), затем крутое ослабление (до первой декады марта), а далее - более медленное падение блеска вплоть до конца 2002 года. В течение первых 30-36 суток наибольшая скорость ослабления блеска была в полосе U - 0.122 зв.вел./сутки, а в полосах B , V , R_c и I_c скорость падения блеска составляла 0.066, 0.064, 0.055 и 0.036 зв.вел./сутки соответственно.

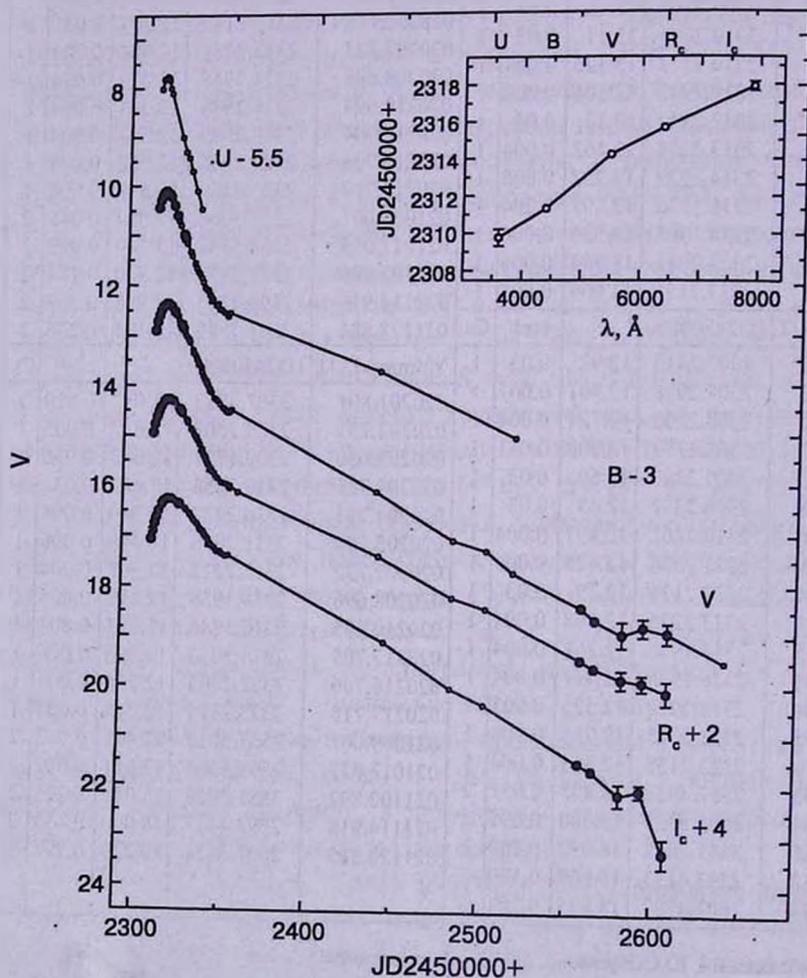


Рис.1. Сводная кривая блеска SN 2002ар в U , B , V , R_c , I_c полосах. Заполненными кружками показана локализация наших наблюдений. Ошибки на ранней стадии наблюдений гораздо меньше размеров кружков. Открытыми кружками показаны данные, взятые из литературы. Кривые блеска в полосах U , B , R_c , I_c смещены относительно кривой блеска в полосе V . Цифры около названий фильтров обозначают сдвиг кривой в звездных величинах. На врезке показано время наступления максимального блеска в зависимости от эффективной длины волны фильтра.

В дальнейшем, в течение 240-290 суток, скорость падения блеска в полосах B , V , R_c , I_c была примерно одинаковая - 0.015-0.020 зв.вел./сутки. Кривая блеска SN 2002ар очень похожа на кривые блеска сверхновых I-го типа. Точки перехода от быстрого падения блеска к медленному в разных спектральных полосах соответствуют слегка разным моментам времени. Максимальный блеск в разных спектральных полосах тоже приходится на разные моменты. Это отмечалось всеми наблюдателями. Подобное явление наблюдалось у всех сверхновых звезд, которые удалось обнаружить на стадии подъема блеска и пронаблюдать в разных фильтрах. Обычно наблюдатели отмечают сам факт без объяснения. На врезке к рис.1 показаны моменты максимального блеска в U , B , V , R_c , I_c фильтрах, определенные нами по сводной кривой блеска путем аппроксимации кривой блеска полиномами высокой степени. Полученные нами моменты максимума блеска хорошо совпадают с оценками, приведенными в [4]. Некоторые характеристики кривой блеска, такие, как моменты наступления максимального блеска и звездная величина в максимуме, даны в табл.2.

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИВОЙ БЛЕСКА В МАКСИМУМЕ

	U	B	V	R_c	I_c
$\lambda_{эф}, \text{Å}$	3600	4400	5500	6400	7900
Максимум блеска					
Дата	04.02.2002	05.02.2002	08.02.2002	10.02.2002	12.02.2002
УТ	06:05	19:12	17:14	03:36	09:22
JD2450000+	2309.753	2311.300	2314.218	2315.650	2317.890
Зв. величина	13.262	13.103	12.377	12.255	12.262

4. *Эволюция показателей цвета.* Показатели цвета у сверхновой менялись причудливым образом. Исходя из их изменений и для удобства дальнейшего анализа, мы разделили кривые блеска на 4 участка, так, как показано на рис.2 пунктирными линиями. На первом этапе, обозначенном цифрой 1, показатели цвета практически не менялись. На втором этапе (цифра 2) все показатели цвета увеличивались, сверхновая становилась "более красной". На третьем этапе (цифра 3) показатели цвета вели себя по-разному: $B-V$ уменьшался, $V-R_c$ стабилизировался, а $V-I_c$ продолжал расти. И, наконец, в качестве четвертого этапа (цифра 4) был рассмотрен участок медленного затухания сверхновой. На этом участке наблюдений было мало, так как почти все лето сверхновую нельзя было наблюдать. Но это время показатель цвета $B-V$ продолжал уменьшаться, показатель цвета $V-R_c$ после некоторой остановки на третьем этапе снова несколько

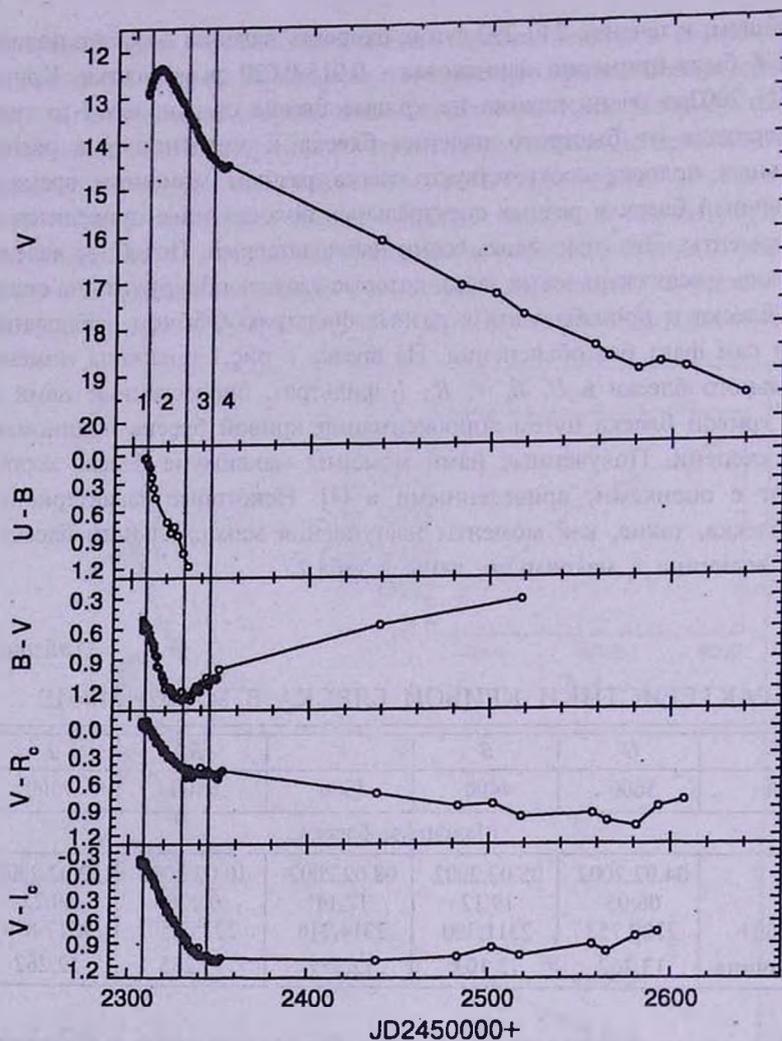


Рис.2. Изменения показателей цвета во времени. Пунктирные линии разделяют разные участки кривой блеска, которые обозначены цифрами от 1 до 4.

увеличился, а $V-I_c$ стабилизировался или даже начал немного уменьшаться. Очень интересными и сложными по поведению оказались кривые изменения показателей цвета, построенные в зависимости от изменения блеска в полосе V , что представлено на рис.3. Здесь хорошо видны все этапы изменения показателей цвета.

5. *Двухцветные диаграммы.* Известно, что многие физические механизмы излучения характеризуются только им присущими показателями цвета. Поэтому анализ положения показателей цвета сверхновой на двухцветных диаграммах, часто используемый в методах звездной астрономии, может быть весьма полезным. На рис.4 представлены

двухцветные диаграммы ($U-B$), ($B-V$); ($B-V$), ($V-R_c$) и ($B-V$), ($V-I_c$), которые для краткости в дальнейшем будем называть $UB-BV$, $BV-VR_c$ и $BV-VI_c$. Цифрами обозначены показатели цвета сверхновой звезды на соответствующем участке кривой блеска, которые обсуждались выше.

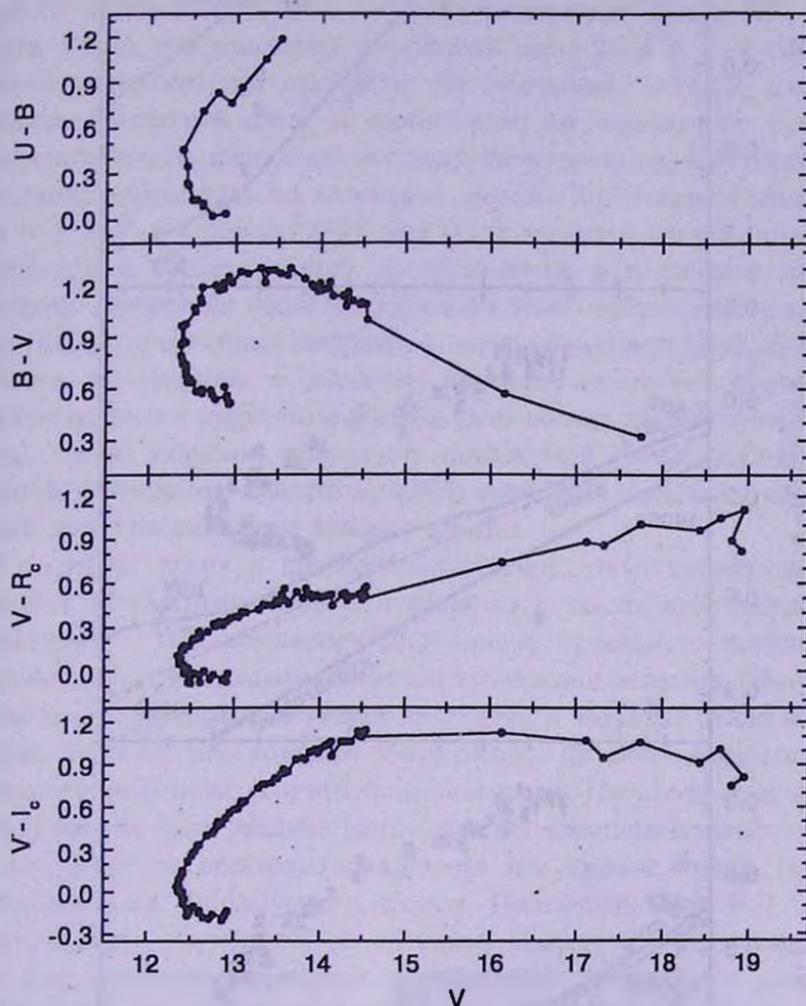


Рис.3. Эволюция показателей цвета в зависимости от изменения блеска сверхновой в полосе V .

Следует отметить, что показатели цвета были исправлены за межзвездное и межгалактическое покраснение, значение которого, взятое из работы [4], приведено нами во введении. Сплошной жирной линией отмечено положение колор-индексов для степенного спектра $F_\nu \sim \nu^\alpha$; более тонкой сплошной линией показана главная последовательность, т.е. показатели цвета нормальных звезд. Линией с короткими штрихами обозначены показатели цвета для чернотельного излучения разных температур.

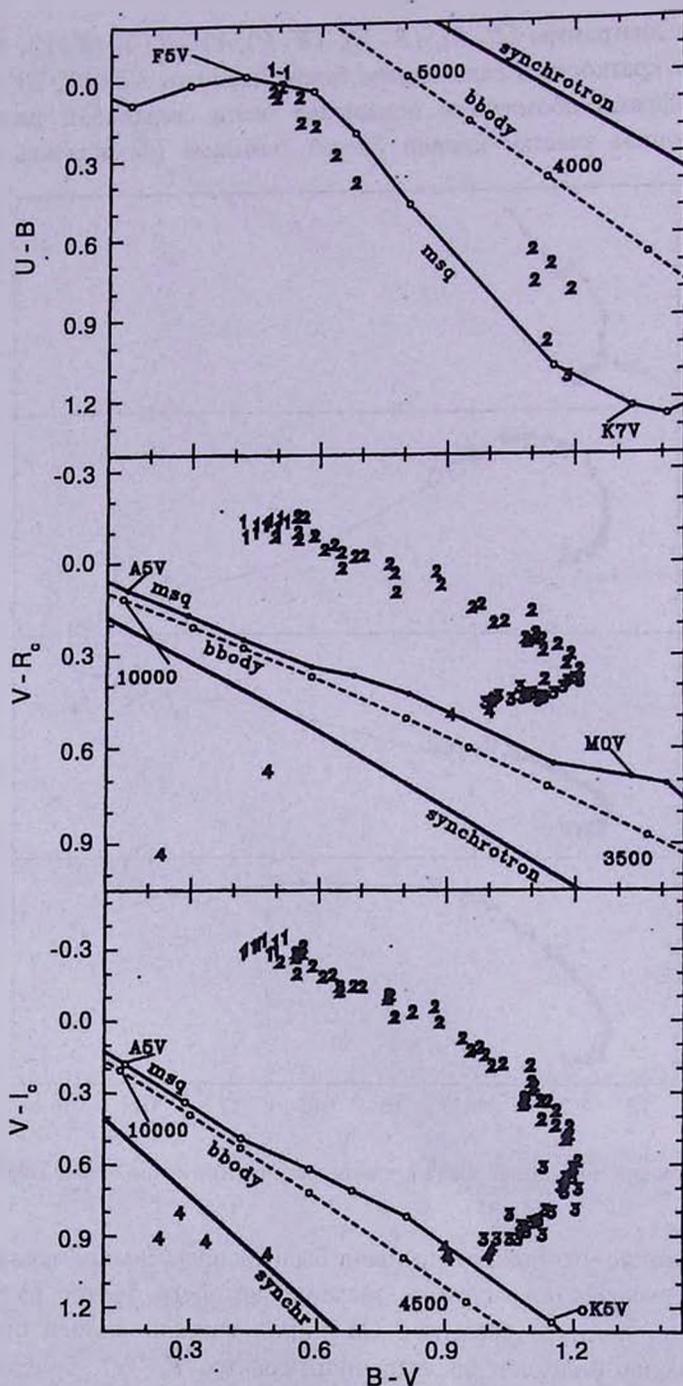


Рис.4. Двухцветные диаграммы, где цифрами даны показатели цвета сверхновой на разных участках ее эволюции, как это показано на рис.2. Кроме того, разными линиями обозначены показатели цвета черного тела при разных температурах, показатели цвета звезд главной последовательности в зависимости от спектрального класса и показатели цвета степенного спектра в зависимости от показателя степени.

Из рассмотрения этого рисунка можно сделать несколько выводов. На диаграмме $UB-BV$ видно, что показатели цвета сверхновой меняются вдоль главной последовательности. В самые первые моменты наблюдений (первые числа февраля) $U-B$ и $B-V$ соответствуют звездам F5V. В конце февраля эти показатели цвета соответствуют звездам спектрального класса K7V. Таким образом, видно, что изменения показателей цвета $U-B$ и $B-V$ связаны с изменением температуры излучения. На диаграммах $BV-VR_c$ и $BV-VI_c$ положение показателей цвета не соответствует ни нормальному звездному, ни чернотельному излучению, но их изменение со временем идет параллельно и звездному, и чернотельному излучению. Похоже, что эволюция показателей цвета $V-R_c$ и $V-I_c$ в первые 30-40 дней после вспышки следует изменениям температуры и свидетельствует об охлаждении излучающего вещества сверхновой. Показатели цвета на последнем этапе наблюдений (в октябре-ноябре 2002г.), отмеченные цифрами 4, ведут себя совершенно по-другому и связаны, по-видимому, с переходом на другие механизмы излучения. В это время излучение сверхновой больше всего похоже на излучение горячей плазмы. Таким образом, положение показателей цвета сверхновой на двухцветных диаграммах свидетельствует о чрезвычайно сложных процессах, которые сопровождают такие мощные взрывы.

В последнее время в процессе наблюдений стали широко внедрять полностью автоматизированные телескопы с высокочувствительными приемниками - ПЗС-матрицами. Это сильно продвинуло исследование сверхновых звезд спектральными и фотометрическими методами. Обнаружено большое число сверхновых, получены их спектры и эволюция блеска в разных фильтрах. В связи с этим возникла необходимость по наблюдаемым спектрам сверхновых разных типов получить показатели цвета. Побудительным мотивом для этой работы было желание найти способы классификации сверхновых звезд не только по спектральным данным или кривой блеска, но и по показателям цвета. Авторы такого проекта, Познанский и др. [15], назвали показатели цвета, полученные по спектрам, синтетическими показателями цвета. Для типичных сверхновых всевозможных типов были построены разнообразные двухцветные диаграммы, где переменной величиной являлся возраст сверхновой или время, прошедшее от максимума блеска в полосе B . В принципе, такие двухцветные диаграммы для сверхновых аналогичны двухцветным диаграммам для звезд разных спектральных типов. Эти синтетические показатели цвета оказались доступными из Интернета. На сайте <http://wise-obs.tau.ac.il/~dovip/typing> в свободном доступе находятся таблицы эволюции показателей цвета сверхновых разных типов. На рис.5, согласно этим данным, приводятся двухцветные диаграммы $UB-BV$, $BV-VR_c$ и $BV-VI_c$, на которых штриховой, штрихпунктирной и сплошной жирной линией иллюстрируется эволюция показателей цвета сверхновых типа Ia, Ib и Ic. Цифры в скобках означают количество дней, прошедших от максимума

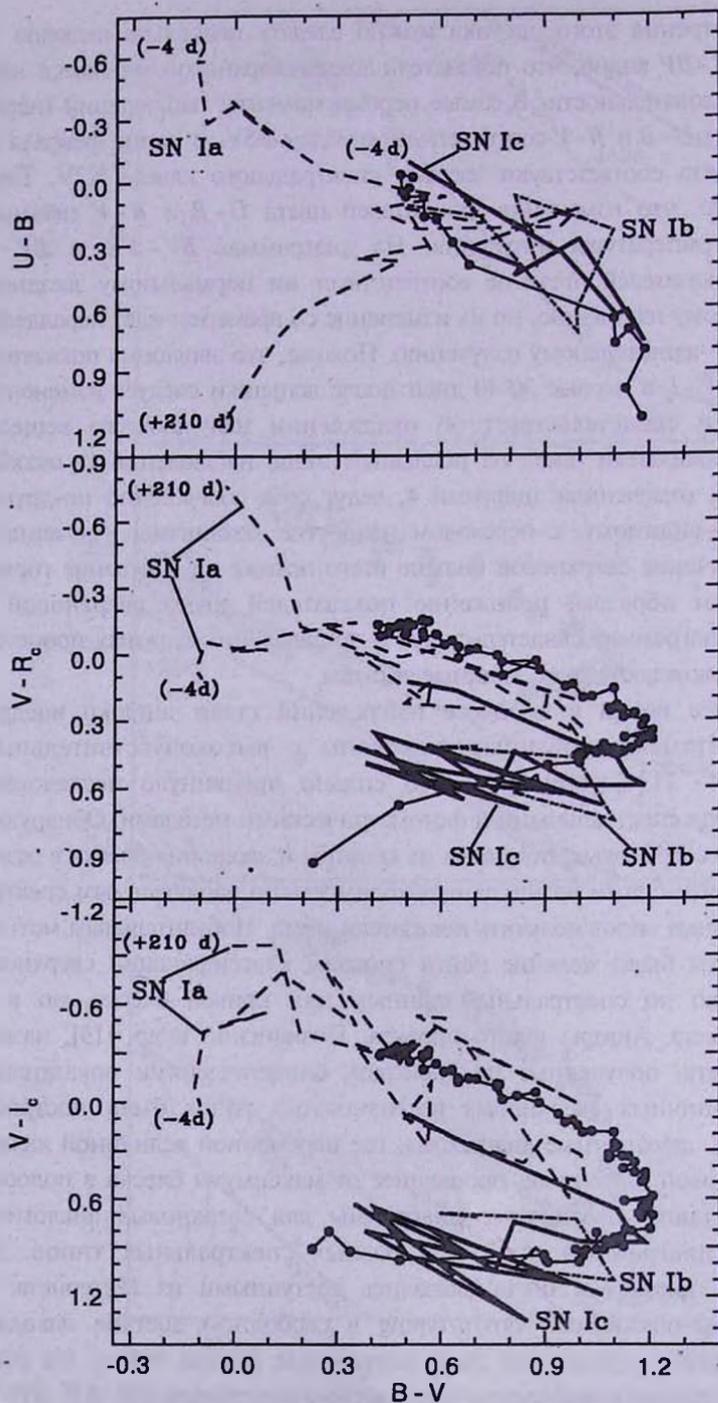


Рис.5. Двухцветные диаграммы для сверхновых SN Ia, SN Ib и SN Ic в зависимости от времени, прошедшего с момента максимального блеска в полосе B . Соответствующие данные взяты нами на сайте <http://wise-obs.tau.ac.il/~dovip/typing>. Заполненными точками иллюстрируется эволюция показателей цвета SN 2002ар.

блеска в фильтре B , т.е. каждая кривая из синтетических показателей цвета показывает развитие цветовых характеристик сверхновых разных типов по мере удаления от даты наступления максимума в полосе B . Заполненными кружками даны наблюдаемые показатели цвета SN 2002ар, тоже по мере удаления от момента ее обнаружения. Из сравнения показателей цвета исследуемой нами сверхновой и типичных кривых для сверхновых типов SN Ia, Ib и Ic видно, что, во-первых, наблюдаемое развитие показателей цвета SN 2002ар не является чем-то необычным среди других сверхновых. Во-вторых, цветовые характеристики SN 2002ар более всего похожи на цветовые характеристики сверхновых типа Ic, а в некоторые моменты, возможно, и на SN Ia. Однако, если сравнивать положение показателей цвета на диаграмме $UB - BV$, то сходство с SN Ia утрачивается. Таким образом, необычная локализация показателей цвета при сравнении с нормальными звездами, чернотельным излучением или синхротронным излучением, видимая на рис.4, становится вполне обычной, если сравнивать SN 2002ар с другими сверхновыми звездами. Из сравнения показателей цвета следует, что исследуемая нами сверхновая относится к типу SN Ic. Такого же мнения придерживаются другие исследователи [4-6] на основе изучения спектральных характеристик этой сверхновой.

6. *Распределение энергии в спектре по фотометрическим данным.* Как было уже отмечено выше, показатели цвета сверхновой звезды SN 2002ар даже в первые даты наблюдений, когда блеск звезды еще возрстал, не соответствуют ни чернотельному излучению, ни излучению

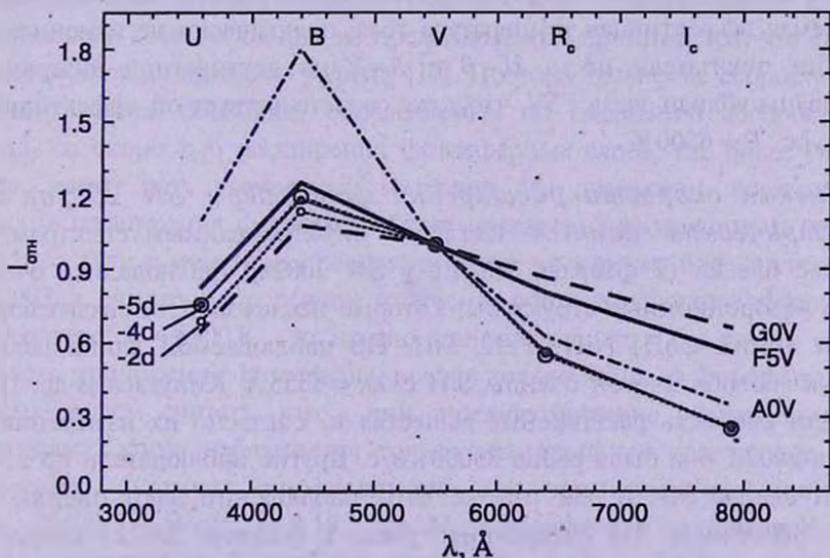


Рис.6. Распределение энергии в спектре SN 2002ар за 5, 4 и 2 дня до максимума блеска в полосе B . Для сравнения более жирными линиями (сплошной, штриховой и штрих-пунктирной) даны распределения энергии в звездах A0V, F5V и G0V. Все распределения энергии нормированы на $\lambda 5500 \text{ \AA}$.

каких-либо нормальных звезд. Каким он был реально, показано на рис.6. Все потоки, представленные на рис.6, нормированы к потокам в полосе V , т.е. к значениям потоков на длине волны $\lambda 5500 \text{ \AA}$. Сплошной жирной линией показано распределение энергии в спектре типичной звезды $F5 V$, штриховой жирной линией - распределение энергии для звезды $G0 V$ и штрих-пунктирной линией - распределение энергии для звезды $A0 V$. Распределения энергии в сверхновой SN 2002ар показано для самого первого дня фотометрических $UBVR_I$ наблюдений (1 февраля 2002г., $JD=2452307.3$), т.е. за пять дней до наступления максимума в полосе B . Эти данные обозначены большими открытыми кружками. Кроме того, заполненные кружки соответствуют наблюдениям за 4 дня до максимального блеска (2 февраля 2002г., $JD=245308.3$), а открытые маленькие кружки соответствуют наблюдениям сверхновой за два дня до максимума в фильтре B , т.е. 4 февраля 2002г. ($JD=2452309.8$). Межзвездная экстинкция учтена. На рисунке рядом с каждым реальным распределением энергии сверхновой указан "возраст" сверхновой, т.е. количество дней от максимума блеска в B полосе. Из этого рисунка следует, насколько трудно реальное распределение энергии описать в рамках распределения энергии обычных звезд.

Следует отметить, что в спектре сверхновой от 1 февраля ($t=-5d$) еще практически не заметны абсорбционные полосы [16]. Максимум непрерывного излучения наблюдается в полосе B , что соответствует эффективной температуре $T = 6600 \text{ K}$, если бы это излучение соответствовало излучению черного тела. Кроме того, на рис.6 видно, что в указанные даты распределение энергии изменилось мало, а, следовательно, принимаемая эффективная температура тоже практически не изменилась. В эти дни показатели цвета $U-V$ и $B-V$ на двухцветной диаграмме локализованы вблизи звезд $F5V$, что тоже свидетельствует об эффективной температуре $T = 6500 \text{ K}$.

7. *Оценка скорости расширения фотосферы SN 2002ар по фотометрическим данным.* Согласно опубликованным спектрам, в максимуме блеска (7 февраля 2002г.) у SN 2002ар наблюдались очень широкие абсорбционные структуры, которые исследователи связывают с блендами линий $CoII$, $NiII$, $FeII$, $SiII$. По наблюдаемой длине волны минимума абсорбционной бленды $SiII$ с $\lambda_0 = 6355 \text{ \AA}$ Кинугаса и др. [16] определили скорость расширения вещества и, согласно их измерениям, 31 января 2002г. она была равна 35000 км/с . Другие наблюдатели по этой же самой бленде $SiII$ и для той же даты наблюдений дают оценки от 30000 до 38000 км/с . На следующие сутки, 1 февраля 2002г., скорость расширения составляла 30000 км/с , согласно [16]. Она уменьшилась до 16000 км/с к 6 февраля 2002г. и далее она уменьшалась экспоненциально со временем [16].

Однако, как следует из приведенных в статье Кинугаса и др. [16] спектров сверхновой SN 2002ар, основная часть излучаемой энергии 31 января и 1 февраля 2002г. была заключена в непрерывном спектре. Приводимый спектр от 31 января практически бесструктурный, в нем трудно увидеть какие-либо абсорбционные или эмиссионные детали. В спектре от 1 февраля уже начинает появляться какая-то структура, возможно, широкие абсорбции. Но они еще очень неопределенны. С другой стороны, уже 6 февраля спектр явно структурирован, в нем хорошо заметны абсорбционные детали. Однако сильное блендирование линий при малой глубине и чрезвычайно большой ширине абсорбционных полос делают оценку скорости довольно неопределенной, хотя авторы и указывают, что типичная ошибка в определении скоростей смещения линий сверхновой составляет ± 1000 км/с.

Поскольку спектр SN 2002ар в моменты, предшествующие максимуму блеска, т.е. 31 января - 2 февраля, практически был непрерывным и в нем отсутствовали заметные абсорбционные структуры, то можно полагать, что в это время мы наблюдали те слои раздувшейся оболочки, непрозрачность которых очень высока, т.е. фотосферу звезды. Наружные слои оболочки, которые можно рассматривать как обращаящий слой, начинают проявлять себя несколько позже, в моменты, близкие к максимальному блеску. Скорости наружных слоев, определяемые по абсорбционным линиям, могут существенно отличаться от скорости более глубоких слоев, составляющих фотосферу. Именно наличие большого градиента скорости делает абсорбционные детали мелкими. Обычно при моделировании спектров сверхновых в качестве одного из предположений принимается, что скорость меняется пропорционально радиусу [17]. Поэтому сравнение скоростей более внешних частей оболочки, определяемых по смещению абсорбционных линий, со скоростью расширения фотосферных слоев, т.е. более глубоких слоев, может дать интересный материал для дискуссии, конечно, если скорость расширения фотосферы будет определена независимым путем.

Итак, если в моменты, предшествующие максимуму блеска сверхновой SN 2002ар, считать непрерывное излучение соответствующим эффективной температуре $T = 6500$ К, то можно попытаться, хотя бы грубо, оценить скорость расширения фотосферы, исходя только лишь из фотометрических данных. Будем считать, что в дни, предшествующие максимуму блеска сверхновых, когда наблюдается только непрерывный спектр, мы можем применить формулу, справедливую для чернотельного излучения: $M_V = 28400/T - 5 \log(r_{ph}) - 0.19$, где M_V - абсолютная величина в полосе V, T - температура фотосферы в градусах и r_{ph} - радиус фотосферы, выраженный в радиусах Солнца. Зная абсолютную величину сверхновой, а также температуру фотосферы из распределения энергии в спектре

сверхновой до максимума блеска, можно оценить радиус. Исходя из размеров фотосферы для двух моментов (t_1 и t_2), мы определяем скорость ее расширения. Конечно, эта оценка довольно грубая, поскольку, как мы видели выше, распределение энергии в оптической области спектра невозможно описать одной температурой.

Расстояние до сверхновой (7.3 Мпк) и поглощение до нее известны ($A_V = 0^m.28$). Тогда для двух моментов предмаксимального блеска, а именно, для моментов $t_1 = \text{JD}2452307.3$ и $t_2 = \text{JD}2452308.3$ (1 и 2 февраля 2002г.) получаем абсолютные звездные величины, равные $M_{V1} = -16^m.70$ и $M_{V2} = -16^m.87$, которые соответствуют наблюдаемым зв. величинам $V_1 = 12^m.89$ и $V_2 = 12^m.73$. Принимая $T \approx 6500 \text{ K}$, находим $r_{ph1} = 15010 r_{\odot}$ и $r_{ph2} = 16210 r_{\odot}$, а скорость расширения фотосферы будет равна $v_{ph} = 9700 \text{ км/с}$. Мы видим, что эта скорость примерно в 3 раза меньше скорости, определяемой по линии поглощения SiII, т.е. меньше скорости слоя, более внешнего по отношению к границе фотосферы.

8. *Заключение.* Рассмотрение фотометрических данных в фильтрах $UBVR_Ic$ системы Джонсона-Казинса, согласно нашим наблюдениям и данным, взятым из литературы, показало, что на интервале около года со дня вспышки сверхновой SN 2002ар кривая блеска прошла три этапа в своем развитии: резкий подъем, после этого стадию быстрого экспоненциального спада и затем стадию более медленного затухания. По виду кривой блеска эта сверхновая является типичным представителем класса SN I. Запаздывание момента наступления максимального блеска в полосе I относительно полосы U для этой сверхновой составило 8.1 суток. По-видимому, зависимость оптической толщины оболочки от частоты и времени, прошедшего после взрыва, вместе с уменьшением температуры выброшенного вещества создают эффект запаздывания максимума блеска с ростом длины волны. По изменению показателей цвета ее можно, скорее всего, отнести к сверхновым SN Ic. На втором этапе эволюции блеска, на стадии быстрого спада яркости изменения показателей цвета обусловлены изменениями температуры, указывая на быстрое охлаждение выброшенного вещества. Если считать, что на предмаксимальной стадии распределение энергии в области от $\lambda 3000 \text{ \AA}$ до $\lambda 6000 \text{ \AA}$ похоже на излучение звезды спектрального класса F5V с эффективной температурой, равной $T_{eff} \approx 6500 \text{ K}$, то при этих условиях скорость расширения слоя, ответственного за излучение континуума, составляет около 9700 км/с.

Авторы благодарны Ю.С.Ефимову, предоставившему нам свои фотометрические оценки блеска сверхновой, сделанные на телескопе АЗТ-11. Мы признательны группе астрономов из Wise обсерватории за предоставленную возможность взять на сайте <http://wise-obs.tau.ac.il/~dovi p/typing> таблицу с показателями цвета для сверхновых разных типов, вычисленными на

основе спектральных данных. Наблюдения были выполнены с CCD матрицей и сопутствующей аппаратурой, приобретенной по гранту CRDF UP1-2116.

¹ Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия и Крымское отделение Чилийского ин-та Исаака Ньютона, e-mail: doroshcn@sai.crimea.ua

² Крымская астрофизическая обсерватория, Украина и Крымское отделение Чилийского ин-та Исаака Ньютона, e-mail: sergeev@crao.crimea.ua

PHOTOMETRY OF SUPERNOVA SN 2002ap IN M 74 DURING 2002

V.T.DOROSHENKO¹, S.G.SERGEEV², N.I.MERKULOVA²,
E.A.SERGEEVA²

Results of the $UBVR_c$ observations of the Supernova star SN 2002ap obtained at the Crimean Astrophysical Observatory in February, October and November 2002 are reported. Consideration of our photometrical data together with those taken from literature has shown that the light curve of the Supernova SN 2002ap passed three stages in its development during an interval about one year since the day of its explosion: a stage of sharp rise, then a stage of the rapid exponential decline and a stage of slow fading. From the shape of its light curve, this Supernova is classified as a star of SN I type, but, taking into account colour indices variations, it is possible to make its classification more precise as a star of SN Ic type. During a stage of pre-maximum brightness, the energy distribution in the range from $\lambda 3000 \text{ \AA}$ to $\lambda 6000 \text{ \AA}$ looks like a radiation of spectral class F5V star. On the second stage of the light curve evolution, during a sharp decline, colour indices variations are connected with temperature variations, indicating the fast cooling of the ejected matter. Assuming the efficient temperature of the radiation at the stage of pre-maximum brightness equals to $T = 6500 \text{ K}$, we have estimated the velocity of expansion of a quasi-photosphere about 9700 km/s.

Key words: *stars:Supernovae - stars:photometry - stars:individual: SN 2002ap*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Nakano, R.Kushida, Y.Kushida, W.Li*, IAU Circ., №7810, 2002.
2. *M.E.Sharina, I.D.Karachentsev, N.A.Tikhonov*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 119, 499, 1996.
3. *Y.-J.Sohn, T.J.Davidge*, Astron. J., 111, 2280, 1996.
4. *S.B.Pandey, G.C.Anupama, R.Sagar et al.*, astro-ph/0209507, 2002.
5. *S.J.Smartt, P.M.Vreeswijk, E.Ramirez-Ruiz et al.*, Astrophys. J., 572, L147, 2002.
6. *P.A.Mazzali, J.Deng, K.Maeda et al.*, Astrophys. J., 572, L61, 2002.
7. *A.Henden*, GCN GRB Circ., №1242, 2002.
8. *P.B.Stetson*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 112, 925, 2002.
9. *G.Borisov, D.Dimitrov, E.Semkov et al.*, Inf. Bull. Var. Star, №5264, 2002.
10. *L.M.Cook, E.V.Katkova, N.A.Sokolov, I.S.Guseva*, Inf. Bull. Var. Star, №5283, 2002.
11. *A.Gal-Yam, E.O.Ofek, O.Shemmer*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 332, 73, 2002.
12. *Y.Yosii, T.Minezaki, T.Aoki et al.*, IAU Circ., №7930, 2002.
13. *K.Sarneczky, B.Sipocz, J.Vinko*, IAU Circ., №7940, 2002.
14. *A.Henden*, vsnet-campaign-SN 2002ap, №207, 208, 2002.
15. *D.Poznancki, A.Gal-Yam, D.Maoz et al.*, Publ. Astron. Soc. Pacif., 114, 833, 2002.
16. *K.Kinugasa, H.Kawakita, K.Ayani et al.*, Astrophys. J., 577, L97, 2002.
17. *D.Branch, S.Benetti, D.Kasen et al.*, Astrophys. J., 566, 1005, 2002.

УДК: 524.333

МЕЖЗВЕЗДНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ И СОБСТВЕННЫЕ ЦВЕТА КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД ГАЛАКТИКИ, БМО И ММО

Г.В.АБРАМЯН

Поступила 7 марта 2003

Принята к печати 3 июня 2003

На основе выборок классических цефеид Галактики, БМО и ММО, с применением новых методов получены закон межзвездного поглощения для классических цефеид: $R_B; R_V; R_I; R_J; R_H; R_K = 4.190 : 3.190 : 1.884 : 0.851 : 0.501 : 0.303$, избытки цвета классических цефеид Галактики: $E(B - V) = -0.382 - 0.168 \log P + 0.766(V - L)$ и избытки цвета классических цефеид БМО и ММО: $E(B - V) = -0.374 - 0.166 \log P + 0.766(V - L)$. Обсуждается вопрос зависимости собственного цвета $(B - V)_0$ от металличности классических цефеид. Выявлена абсолютная независимость собственного цвета $(V - L)_0$ от металличности классических цефеид. Получена высокоточная формула для вычисления собственных цветов классических цефеид Галактики: $\langle B \rangle - \langle V \rangle_0 = 0.365(\pm 0.011) + 0.328(\pm 0.012) \log P$.

1. *Введение.* В настоящее время для построения шкалы космических расстояний самыми точными индикаторами считаются классические цефеиды (КЦ). В частности, расстояния этих объектов использовались для определения постоянной Хаббла в одном из основных проектов Космического телескопа Хаббла (Hubble Space Telescope Key Project-HSTKP) [1]. В HSTKP, для калибровки расстояний сравнительно близлежащих галактик, использованы откалиброванные с помощью цефеид. Большого Магелланова Облака (БМО) КЦ - члены этих галактик. В свою очередь, для цефеид обоих МО в последнее время, в рамках эксперимента микролинзирования (The Optical Gravitational Lensing Experiment-OGLE), Удальским и др. [2] получен обширный наблюдательный материал в полосах BVI и произведена калибровка соотношения период-светимость (PL) на основе этих данных. Кроме того, Джерен и др. [3,4] квазигеометрическим инфракрасным методом Эванса-Барнеса [5] определяли расстояния 34 КЦ Галактики и по этим данным производили калибровку соотношений PL для цефеид Галактики и БМО. Согласно результатам наших анализов обе упомянутые калибровки, являющиеся последним словом в области исследований КЦ, между собой имеют определенное расхождение. Отметим также, что для немногим более 260 КЦ Галактики экспериментом HIPPARCOS [6] измерены тригонометрические параллаксы и на их основе произведен ряд калибровок нуля-пункта соотношения PL [7-11], также имеющих определенные расхождения друг с другом и с наземными данными.

Начатая нами данной работой серия статей преследует цель, основываясь на результатах наблюдений КЦ в экспериментах HIPPARCOS, OGLE и работ Джерена и др. [3,4], разработать возможно высокоточную единую калибровку соотношений PL и применить их для вычисления расстояний галактик HSTKP.

В частности, данная работа посвящена детальному исследованию межзвездного поглощения и собственных цветов КЦ Галактики, БМО и ММО. на основе вышеуказанных новейших наблюдательных данных.

2. *Основные характеристики выборок КЦ.* С целью определения собственных цветов и отношений R общего поглощения к селективному для КЦ Галактики, БМО и ММО, на основе литературных данных, для каждой галактики в отдельности были составлены выборки КЦ. Выборка КЦ Галактики насчитывает 422 объекта, большинство из которых входит в каталог Бердникова [12]. Несколько КЦ были отобраны из списка Гроновагена [13], из электронного каталога Ферни и др. [14] и из ряда других общеизвестных работ по КЦ Галактики. 412 КЦ этой выборки входят в каталог Бердникова [12], 397 - в каталог Ферни и др. [14], 236 - в список Гроновагена [13], 260 - в сводный каталог HIPPARCOS [6]. В наших дальнейших анализах используются средние по интенсивности величины в стандартных полосах BV системы UBV Джонсона, I - Крона-Казинса, JHK - системы Картера. Для 110 КЦ данной выборки имеются средние по интенсивности величины во всех шести полосах $BVIJHK$, 111 - в $BVIJH$, 116 - в $BVIJ$, 342 - в BVI , 348 - в VI , 419 - в BV , 348 - в I , 422 - в V и 419 - в B .

КЦ галактической выборки по типам распределены следующим образом: 380 КЦ типа DCEP, то есть эти КЦ пульсируют в фундаментальной моде (FU КЦ), 41 - типа DCEPS - пульсируют в первом обертоне (FO КЦ), 1 - во втором обертоне (SO КЦ).

Выборки КЦ БМО и ММО построены на основе КЦ эксперимента OGLE, после исключения из них повторяющихся объектов. Общее количество объектов выборки КЦ БМО - 1152, из них 719 типа FU и 433 типа FO. Выборка КЦ ММО содержит 1793 объекта, из которых 1233 типа FU и 560 типа FO.

3. *Определение закона межзвездного поглощения света КЦ.* Для определения расстояний КЦ, кроме PL-соотношения $M_\lambda = \alpha_\lambda + \beta_\lambda \log P$, требуются также избытки цветов КЦ и закон межзвездного поглощения. Модуль расстояния КЦ можно получить также и другим способом - методом функции Везенхейт W , введенной впервые в обращение ван ден Бергом [15]. Хотя величина W свободна от межзвездного поглощения и для определения расстояний КЦ не требуются избытки цветов, тем не менее, и в этом случае необходим закон межзвездного поглощения,

для определения которого нами предлагается новый, так называемый метод совместного определения. Суть предлагаемого метода заключается в следующем: определить отдельные параметры межзвездного поглощения по отдельным выборкам КЦ разных галактик, в зависимости от того, где существуют благоприятные условия для определения данного параметра.

Перед тем, как излагать суть данного метода, коротко остановимся на известном методе цветовых разностей [16], который для КЦ впервые был применен в работе Бердникова и др. [17]. Незначительно видоизменив приведенную в [17] связь двух показателей цветов, можно написать:

$$(\langle V \rangle - \langle m_\lambda \rangle) = E + F \log P + R_{V-m_\lambda} (\langle B \rangle - \langle V \rangle) + GR_G, \quad (1)$$

где $R_{V-m_\lambda} = R_V - R_{m_\lambda}$, R_G - расстояние КЦ от центра галактики, а E , F и G - постоянные величины. Последний член в (1) добавляется для учета возможного воздействия градиента металличности на собственные цвета. Выражение (1) выполняется для любых выборок КЦ, пульсирующих в одной моде, независимо от величин их периодов. Из этого выражения следует, что между любыми двумя наблюдаемыми показателями цвета КЦ существует прямолинейная зависимость, которая и используется для определения разностей $R_{V-m_\lambda} = R_V - R_{m_\lambda}$. Построив зависимость величин R_{V-m_λ} от обратной длины волны $1/\lambda$ и экстраполируя график этой зависимости до пересечения с линией $1/\lambda = 0$ ($\lambda = \infty$), можно определить R_V . При этом предполагается, что при $\lambda \rightarrow \infty$, $R_{m_\lambda} \rightarrow 0$.

Таким образом, метод цветовых разностей позволяет напрямую из наблюдательных данных определить разности $R_{V-m_\lambda} = R_V - R_{m_\lambda}$, то есть получить одно уравнение с двумя неизвестными. Фактическое отсутствие второго уравнения в методе цветовых разностей дополняется экстраполяцией полученных разностей для случая $\lambda = \infty$.

Однако, на самом деле, существует возможность получения второго уравнения прямо из наблюдательных данных. Эту возможность предоставляют выражения типа:

$$DM = W - A_{m_\lambda} - B_{m_\lambda} \log P = \langle m_\lambda \rangle - R_\lambda (\langle V \rangle - \langle m_\lambda \rangle) - A_{m_\lambda} - B_{m_\lambda} \log P, \quad (2)$$

где A_{m_λ} и B_{m_λ} - нуль-пункт и наклон PL-соотношения

$$M_W = A_{m_\lambda} + B_{m_\lambda} \log P. \quad (3)$$

Постоянный коэффициент R_λ в формуле (2) выражается соотношением $R_\lambda = R_V / (R_V - R_{m_\lambda}) = 1 / (1 - R_{m_\lambda} / R_V)$, которое и предлагается нами в качестве второго уравнения. Чтобы исключить необходимость знания входящих в (2) расстояний, для получения второго уравнения можно применить выборку FU КЦ БМО. С довольно высокой точностью можно утверждать, что КЦ БМО находятся от нас на одинаковых расстояниях. Составляя и решая систему уравнений типа (2) для величин V и I FU КЦ БМО, с высокой точностью, прямо из наблюдательных данных, можно определить величину

$R_V/(R_V-R_I)$. Комбинация последней с величиной $R_{V-I}=R_V-R_I$, полученной методом цветовых разностей, позволяет вывести закон межзвездного поглощения для КЦ прямо из наблюдательных данных, в чем и заключается смысл предлагаемого нами метода совместного определения. Понятно, что применение метода совместного определения предполагает идентичность законов межзвездного поглощения для Галактики и БМО. Так или иначе, мы вынуждены предполагать универсальность закона межзвездного поглощения. В противном случае вообще невозможно построить шкалу космических расстояний на основе КЦ.

Отметим также, что получение первого уравнения с помощью КЦ БМО невозможно из-за малости общего поглощения света КЦ БМО, а составление второго уравнения с помощью КЦ Галактики нецелесообразно из-за нехватки количества КЦ с известными высокоточными расстояниями. Кроме того, отметим, что использование КЦ ММО для составления второго уравнения также нецелесообразно из-за относительно большой толщины этой галактики по лучу зрения. Этими соображениями и мотивируется необходимость применения предлагаемого нами метода совместного определения.

В методе цветовых разностей необходимо иметь входящие в формулу (1) галактоцентрические расстояния, которые нами определялись следующим образом. Из выборки Джерена и др. [4] были отобраны 25 КЦ Галактики, уверенно отнесенных к типу FU, и для них составлялись уравнения типа (2) для полос V и I . Применение к полученной таким образом избыточной системе метода наименьших квадратов привело к следующему решению:

$$DM = 2.324(\pm 0.200) + 3.564(\pm 0.126)\log P - 2.545(\pm 0.200)(\langle V \rangle - \langle I \rangle). \quad (4)$$

Среднеквадратичная ошибка решения (4) составляет ± 0.162 , а коэффициент корреляции - 0.993. Данное решение мы не считаем окончательным для КЦ Галактики. Его будем использовать только как промежуточное, и можно считать, что оно обеспечивает удовлетворительную точность определения расстояний для применения в формуле (1).

Теперь, уже с применением формулы (1), для выборки FU КЦ Галактики составляя и решая методом наименьших квадратов избыточные системы уравнений для показателей цветов $V-I$, $V-J$, $V-H$ и $V-K$, определяем величины R_{V-m_x} . Зависимость полученных таким способом величин R_{V-m_x} от обратной длины волны $1/\lambda$ выглядит следующим образом:

$$R_{V-m_x} = 3.244(\pm 0.082) - 0.158(\pm 0.232)/\lambda - 1.479(\pm 0.188)/\lambda^2 + 0.320(\pm 0.045)/\lambda^3. \quad (5)$$

Свободный член зависимости (5) является отношением общего поглощения к селективному для полосы V . Таким образом, в результате применения метода цветовых разностей получается $R_V = 3.244(\pm 0.081)$. Используя соответствующие значения R_{V-m_x} и имея в виду, что $R_{m_x} = R_V - R_{V-m_x}$, легко определить остальные коэффициенты - R_I , R_J , R_H и R_K .

Далее, составляя и решая систему уравнений типа (2), для выборки КЦ БМО получаем следующее решение:

$$\langle V \rangle = 15.945(\pm 0.020) - 3.285(\pm 0.015)\log P + 2.440(\pm 0.026)(\langle V \rangle - \langle I \rangle). \quad (6)$$

Среднеквадратичная ошибка решения (6) составляет ± 0.082 , коэффициент корреляции - 0.992, а количество уравнений - 713. Из (6) следует, что $R_V/(R_V - R_I) = 2.440(\pm 0.026)$ или $R_V/R_I = 0.590(\pm 0.026)$. Комбинируя последнее со значениями величин R_{V-m} , полученными выше методом цветовых разностей для FU КЦ Галактики, получаем, теперь уже выведенный с помощью метода совместного определения, закон межзвездного поглощения.

Определенные нами методами цветовых разностей и совместного определения законы межзвездного поглощения приведены в табл.1. Для сравнения с результатами других авторов в табл.1 приведены также результаты Бердникова и др. [17,18], Лени и Стоби [19], Джерена и др. [4], используемые в программе HSTKP [1] значения R_V и R_I (принятые на основе работы Кардели и др. [20]), а также используемые в программе OGLE [2] значения R_V и R_I (принятые на основе работы Шлегела и др. [21]). Отметим, что используемые нами и авторами работ [17,18] и [19] цветовые системы для полос BV совпадают (система Джонсона). В [18], как и у нас, для I использована система Крона-Казинса, и для этой полосы сравнение с [18] показывает наилучшее согласие нашего результата с аналогичной величиной из [18]. Для JHK мы использовали цветовую систему SAAO (Картер [22]), а в [17] использована цветовая система CIT (Элиас [23]), чем и можно объяснить небольшое расхождение результатов для этих полос. Приведенные в табл.1 значения R_V Лени и Стоби и R_I Джерена и др. [4] для нашей выборки FU КЦ Галактики вычислены нами с помощью следующих формул из работ [19] и [4] соответственно:

$$R_V = 3.07 + 0.28(\langle B \rangle - \langle V \rangle)_0 + 0.04 E(\langle B \rangle - \langle V \rangle), \quad (7)$$

$$R_I = 1.82 + 0.205(\langle B \rangle - \langle V \rangle)_0 + 0.022 E(\langle B \rangle - \langle V \rangle), \quad (8)$$

где, согласно [25],

$$(\langle B \rangle - \langle V \rangle)_0 = 0.314(\pm 0.014) + 0.416(\pm 0.032)\log P, \quad \sigma = \pm 0.091. \quad (9)$$

Анализируя табл.1, приходим к основному заключению данного раздела, что коэффициенты R_V и R_I , принятые Удальским и др. для эксперимента OGLE, являются несколько завышенными, а принятые авторами [1] для эксперимента HSTKP - заниженными по сравнению с нашими данными. Интересно отметить, что полученные нами R_V и R_I с точностью ± 0.01 совпадают со средними соответствующих величин экспериментов OGLE и HSTKP. Кроме того, как следует из табл.1, метод совместного определения обеспечивает более высокую точность

по сравнению с методом цветовых разностей.

4. *Определение собственных цветов FU КЦ Галактики.* Для определения собственных цветов галактических FU КЦ также предлагается новый, так называемый метод сглаживания избытков цвета $E(B-V)$.

Таблица 1

ЗАКОН МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ КЦ

Метод	Цветовые разности		Совместное определение		[17]	[19]	[4]	[1]	[2]
	R_{m_1}	σ_R	R_{m_1}	σ_R	R_{m_1}	R_{m_2}	R_{m_3}	R_{m_4}	R_{m_5}
<i>B</i>	4.224	0.082	4.190	0.054	4.260	-	-	-	-
<i>V</i>	3.224	0.082	3.190	0.054	3.260	3.283	-	3.100	3.250
<i>I_c</i>	1.938	0.085	1.884	0.055	1.863	-	1.972	1.835	1.950
<i>J</i>	0.905	0.100	0.851	0.078	0.772	0.764	-	-	-
<i>H</i>	0.555	0.106	0.501	0.084	0.469	0.450	-	-	-
<i>K</i>	0.357	0.108	0.303	0.087	0.274	0.279	-	-	-

Суть данного подхода заключается в том, что известные в настоящее время избытки цвета $E(B-V)$, собранные в электронном каталоге Ферни и др. [14], принимаются как первое приближение и, используя соответствующие W -функции, производится их сглаживание, после чего вычисляются собственные цвета. Данный метод был применен к вышеупомянутым 25 FU КЦ Галактики из выборки Джерена и др. [4], так как для них расстояния определены с 3% точностью.

Абсолютная величина W -функции для комбинации полос m_{λ_1} , m_{λ_2} имеет следующий вид:

$$M_{W(m_{\lambda_1}, m_{\lambda_2}, m_{\lambda_1})} = \langle m_{\lambda_1} \rangle - (\langle m_{\lambda_2} \rangle - \langle m_{\lambda_1} \rangle) / (1 - R_{\lambda_1} / R_{\lambda_2}) - DM, \quad (10)$$

где символом $W_{(m_{\lambda_1}, m_{\lambda_2}, m_{\lambda_1})}$ обозначены всевозможные неповторяющиеся значения W -функции для комбинаций полос $BVIJHK$. Всего возможны 15 таких комбинаций, то есть для 6 полос возможно вычислить 15 неповторяющихся абсолютных M_w -величин. Легко доказать, что, например, $M_{W(VVI)} = M_{W(VIV)} = M_{W(IVI)} = M_{W(IVV)}$, вследствие чего комбинации типа последних трех пропускаются. Абсолютная величина $M_{W(VBV)}$ далее не будет использована из-за ее большого, по сравнению с остальными 14 аналогичными величинами, разброса на диаграмме $M_{W(VBV)}, \log P$.

Далее с помощью известной формулы:

$$M_{\lambda} = \langle m_{\lambda} \rangle - R_{\lambda} E(\langle m_{\lambda_1} \rangle - \langle m_{\lambda} \rangle) - DM \quad (11)$$

вычисляются M_{λ} абсолютные величины 25 FU КЦ Галактики в пяти полосах $VIJHK$. При этом используются величины $E(B-V)$ из электронного каталога Ферни и др. [14], закон межзвездного поглощения, полученный

выше методом совместного определения (табл.1), и модули расстояния DM из [4]. После этого рассматриваются 14 экспериментальных соотношений типа:

$$M_{\lambda} = K_{m_{\lambda_1}} M_{W(m_{\lambda_1}, m_{\lambda_2}, m_{\lambda_3})} + L_{m_{\lambda_1}}, \quad (12)$$

где $K_{m_{\lambda_1}}$ и $L_{m_{\lambda_1}}$ - постоянные коэффициенты. Соответствующие параметры всех 14 зависимостей типа (12), полученные методом наименьших квадратов, приведены в табл.2, последовательные столбцы которой обозначают: 1 - выбранные комбинации полос; 2 - коэффициенты $K_{m_{\lambda_1}}$; 3 - среднеквадратичная ошибка определения $K_{m_{\lambda_1}}$; 4 - коэффициенты $L_{m_{\lambda_1}}$; 5 - среднеквадратичная ошибка определения $L_{m_{\lambda_1}}$; 6 - среднеквадратичная ошибка данного

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СООТНОШЕНИЙ ТИПА (12)

Полоса	$K_{m_{\lambda_1}}$	σ_K	$L_{m_{\lambda_1}}$	σ_L	σ	ρ
VVI	0.901	0.131	0.851	0.021	0.104	0.993
VVJ	0.773	0.156	0.845	0.025	0.126	0.990
VVH	0.875	0.172	0.829	0.027	0.136	0.988
VVK	0.837	0.174	0.829	0.027	0.138	0.988
IVI	0.485	0.097	0.884	0.015	0.077	0.997
IJJ	0.344	0.134	0.903	0.022	0.109	0.993
IIH	0.502	0.141	0.885	0.022	0.111	0.993
IIK	0.463	0.139	0.888	0.021	0.110	0.993
JVI	0.206	0.043	0.950	0.007	0.035	0.999
JJH	0.412	0.079	0.927	0.012	0.062	0.998
JJK	0.317	0.071	0.935	0.011	0.057	0.998
HVH	0.131	0.027	0.969	0.004	0.022	1.000
HVK	0.041	0.036	0.975	0.006	0.029	1.000
KVK	0.077	0.016	0.982	0.003	0.013	1.000

решения; 7 - коэффициент корреляции M_{λ} с $M_{W(m_{\lambda_1}, m_{\lambda_2}, m_{\lambda_3})}$.

Известно, что в соотношениях типа M_{λ} , $\log P$ разброс по сравнению с зависимостью $M_{W(m_{\lambda_1}, m_{\lambda_2}, m_{\lambda_3})}$, $\log P$ значительно выше из-за того, что при определении M_{λ} используются избытки цветов. Теперь, если для вычисления M_{λ} используем соотношения (12) с экспериментально определенными параметрами из табл.2, то разбросы M_{λ} , обусловленные ошибками избытков цветов, сводятся к минимуму, в чем и заключается смысл сглаживания избытков цветов с помощью W -функций. Обозначив вычисленные с помощью (12) и табл.2 абсолютные величины через $M_{\lambda, W}$, можно написать:

$$E(\langle B \rangle - \langle V \rangle) = \langle \langle m_{\lambda_1} \rangle \rangle - M_{\lambda, W} - DM / R_{m_{\lambda_1}}. \quad (13)$$

С помощью соотношения (13) для каждой КЦ можно вычислить 14 значений $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$. Из них три, вычисленные с помощью $W(JJK)$, $W(JJH)$ и $W(HHK)$, нами не были использованы, так как покраснение показателей цветов $J-K$, $J-H$ и $H-K$ незначительная величина и поэтому вычисленные на ее основе $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$ обременены большими ошибками. Полученные в результате усреднения остальных 11 значений $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$ вместе со среднеквадратичными ошибками приведены в табл.3. Эти величины и были приняты как окончательные $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$ для данной выборки FU КЦ Галактики. Столбцы табл.3 обозначают: 1 - название КЦ; 2 - логарифм периода; 3 - полученные нами значения $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$; 4 - среднеквадратичные ошибки $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$; 5 - $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$ из [14]; 6-10 - собственные цвета, вычисленные на основе метода совместного определения закона межзвездного поглощения (табл.1) и наших $E(\langle B \rangle - \langle V \rangle)$ (столбец 3 табл.3).

Используя полученные значения $E(B-V)$, можно вывести следующее

Таблица 3

ИЗБЫТКИ ЦВЕТОВ И СОБСТВЕННЫЕ ЦВЕТА 25 FU КЦ
ГАЛАКТИКИ (ВЫБОРКА ИЗ [4])

Звезда	$\log P$	$E(B-V)$	σ	$E(B-V)$ [14]	$(B-V)_0$	$(V-I)_0$	$(V-J)_0$	$(V-H)_0$	$(V-K)_0$	$(J-K)_0$
U Nor	1.102	0.875	0.009	0.923	0.700	0.743	1.259	1.647	1.729	0.470
KN Cen	1.532	0.818	0.037	0.775	0.763	0.801	1.441	1.916	2.019	0.577
CV Mon	0.731	0.765	0.028	0.750	0.531	0.624	1.103	1.447	1.511	0.408
CS Vel	0.771	0.750	0.010	0.762	0.697	0.669	1.107	1.468	1.543	0.435
RY Sco	1.308	0.711	0.016	0.696	0.714	0.768	1.340	1.725	1.807	0.466
WZ Sgr	1.339	0.577	0.037	0.486	0.814	0.689	1.303	1.727	1.823	0.519
VW Cen	1.177	0.575	0.016	0.451	0.769	0.726	1.244	1.683	1.765	0.520
RY Vel	1.448	0.533	0.015	0.573	0.818	0.867	1.445	1.839	1.928	0.482
AQ Pup	1.478	0.491	0.024	0.565	0.931	0.876	1.420	1.865	1.951	0.530
UU Mus	1.066	0.454	0.007	0.458	0.695	0.702	1.188	1.568	1.640	0.451
BN Pup	1.136	0.427	0.015	0.449	0.758	0.772	1.258	1.656	1.725	0.467
U Sgr	0.829	0.414	0.017	0.434	0.672	0.704	1.140	1.489	1.546	0.405
WZ Car	1.362	0.381	0.011	0.379	0.760	0.784	1.346	1.765	1.855	0.508
VZ Pup	1.365	0.369	0.010	0.461	0.792	0.834	1.385	1.797	1.884	0.499
SW Vel	1.370	0.357	0.006	0.360	0.804	0.807	1.349	1.764	1.852	0.502
BB Sgr	0.822	0.317	0.023	0.303	0.669	0.703	1.104	1.453	1.518	0.413
RZ Vel	1.310	0.316	0.008	0.320	0.803	0.785	1.359	1.767	1.856	0.496
T Vel	0.666	0.313	0.010	0.300	0.608	0.631	1.065	1.413	1.478	0.412
VY Car	1.276	0.302	0.027	0.287	0.868	0.791	1.295	1.707	1.786	0.491
U Car	1.589	0.283	0.013	0.294	0.899	0.847	1.432	1.856	1.948	0.516
XX Cen	1.039	0.270	0.012	0.261	0.712	0.729	1.192	1.558	1.629	0.436
V Cen	0.740	0.268	0.006	0.282	0.606	0.688	1.134	1.486	1.551	0.416
T Mon	1.431	0.258	0.030	0.221	0.907	0.817	1.334	1.775	1.852	0.518
BF Oph	0.609	0.248	0.009	0.278	0.619	0.630	1.055	1.383	1.440	0.385
S Nor	0.989	0.205	0.010	0.194	0.735	0.730	1.216	1.598	1.671	0.454

соотношение для избытков цвета КЦ Галактики:

$$E(\langle B \rangle - \langle V \rangle) = -0.382 - 0.168 \log P + 0.766(\langle V \rangle - \langle I \rangle). \quad (14)$$

Основываясь на (14) и табл.1, можно легко получить всевозможные собственные цвета FU КЦ Галактики нашей выборки. Сравнение полученных нами в результате этих расчетов собственных цветов с соответствующими величинами, вычисленными на основе $E(B - V)$ электронного каталога Ферни и др. [14], показывает, что полученные нами собственные цвета в зависимости от $\log P$ отличаются значительно низким разбросом. Данный факт свидетельствует в пользу близости наших $E(B - V)$ к их истинным значениям, в отличие от данных Ферни и др. [14].

На основе полученных нами собственных цветов FU КЦ Галактики нашей выборки можно вывести соотношения период-цвет типа:

$$(\langle V \rangle - \langle m_\lambda \rangle)_0 = A_1 + B_1 \log P \quad \text{и} \quad (\langle B \rangle - \langle V \rangle)_0 = A_2 + B_2 \log P. \quad (15)$$

Полученные зависимости приведены в табл.4. Детальным анализом этих результатов займемся после получения соответствующих данных для БМО и ММО.

Таблица 4

СООТНОШЕНИЯ ПЕРИОД-ЦВЕТ $(\langle V \rangle - \langle m_\lambda \rangle)_0 = A_{m_\lambda} + B_{m_\lambda} \log P$ ДЛЯ
FU КЦ ГАЛАКТИКИ

Цвет	A_{m_λ}	σ_A	B_{m_λ}	σ_B	σ	ρ	N
$B - V$	0.365	0.011	0.328	0.012	0.058	0.847	306
$V - I$	0.499	0.000	0.219	0.000	0.000	1.000	309
$V - J$	0.725	0.024	0.434	0.023	0.087	0.873	111
$V - H$	1.033	0.029	0.520	0.028	0.089	0.879	106
$V - K$	1.064	0.033	0.558	0.032	0.101	0.864	109
$J - K$	0.342	0.020	0.121	0.019	0.061	0.521	109

5. *Собственные цвета FU КЦ БМО и ММО.* При определении собственных цветов $(B - V)_0$ и $(V - I)_0$ FU КЦ МО будем использовать наблюдательный материал двух выборок, составленных нами на основе КЦ OGLE. Выборку КЦ БМО Джерена и др. [4] будем использовать только для получения $(V - J)_0$, $(V - H)_0$, $(V - K)_0$ и $(J - K)_0$.

Для получения $(V - I)_0$ мы применили новый метод, основной особенностью которого является то, что используются исключительно только средние по интенсивности видимые V и I величины КЦ, периоды и закон межзвездного поглощения, не привлекая, кроме перечисленных, какие-либо другие посторонние данные. Понятно, что при наличии надежных $(V - I)_0$ получение остальных собственных цветов не представляется трудным делом. Единственным предположением, на которое

опирается предлагаемый метод, является игнорирование естественного разброса PL-соотношений $V_0, \log P$ и $I_0, \log P$. Предполагается, что эти соотношения имеют нулевой естественный разброс. Отметим также, что предлагаемый метод требует наличия достаточно многочисленных высокоточных наблюдательных данных, аналогично данным, полученным Удальским и др. [2] для БМО и ММО, где усредненные по интенсивности величины BVI измерены с точностью $\pm 0^m.01$, а периоды - $7 \cdot 10^{-5} P$.

Назовем предлагаемый метод - методом разделения разбросов.

Поясним смысл предлагаемого метода, применив его для FU КЦ БМО и ММО.

Построив зависимости видимых величин V и I от $\log P$ для FU КЦ МО, определяем их параметры, а именно, нуль-пункт, наклон и средне-квадратичные отклонения. Эти зависимости для БМО и ММО приведены в табл.5, обозначения столбцов которой общеприняты. Затем для каждой FU КЦ вычисляются значения разбросов ΔV и ΔI видимых величин V и I от приведенных в табл.5 зависимостей $V, \log P$ и $I, \log P$ соответственно. На самом деле значение каждого из полученных ΔV и ΔI определяется воздействием следующих четырех факторов - разбросом расстояний КЦ по лучу зрения вокруг среднего, межзвездным поглощением, естественным разбросом PL-соотношений и ошибками наблюдений. Если игнорировать влияние последних двух факторов и предполагать, что нам известен количественный вклад первого фактора, то по вычисленным значениям ΔV и ΔI легко получить величины межзвездного поглощения для каждой КЦ в каждой из полос V и I . При этом нуль-пункт величины поглощения определяется применением так называемого критерия физической

Таблица 5

ПАРАМЕТРЫ PL-СООТНОШЕНИЙ $m_\lambda = A_\lambda + B_\lambda \log P$ ДЛЯ
ВИДИМЫХ ВЕЛИЧИН V И I FU КЦ БМО И ММО

Галактика	Полоса	A_λ	σ_A	B_λ	σ_B	σ	ρ	N
БМО	V	17.574	0.035	-2.758	0.052	0.298	0.895	714
	I	16.904	0.022	-2.971	0.032	0.187	0.960	719
ММО	V	18.074	0.014	-2.876	0.028	0.298	0.947	1204
	I	17.452	0.011	-3.093	0.021	0.222	0.973	1233

бессмысленности отрицательных значений межзвездного поглощения. Одним словом, в предлагаемом методе производится фактическое разделение разбросов видимых величин, обусловленных разбросом расстояний, от разбросов, обусловленных межзвездным поглощением. Значение разброса видимой величины для каждой КЦ $\Delta m_{\lambda, DM}$, обусловленное разбросом расстояний, легко определить, используя неоткалиброванный вариант формулы (2). На

основе этой формулы можно написать, что:

$$\Delta m_{\lambda, DM} = \langle m_{\lambda} \rangle - A_{\lambda} - B_{\lambda} \log P - C_{\lambda} (\langle m_{\lambda} \rangle - \langle m_{\lambda_1} \rangle), \quad (16)$$

где постоянные коэффициенты A_{λ} , B_{λ} и C_{λ} определяются методом наименьших квадратов из избыточных систем уравнений типа

$$\langle m_{\lambda} \rangle = A_{\lambda} + B_{\lambda} \log P + C_{\lambda} (\langle m_{\lambda} \rangle - \langle m_{\lambda_1} \rangle). \quad (17)$$

Составляя и решая системы уравнений типа (17) для FU КЦ МО и подставляя полученные таким образом значения констант A_{λ} , B_{λ} и C_{λ} в соответствующие соотношения типа (16), для БМО получаем:

$$\Delta V_{DM} = \langle V \rangle - 15.944 (\pm 0.020) + 3.288 (\pm 0.015) \log P - 2.444 (\pm 0.026) (\langle V \rangle - \langle I \rangle), \quad (18)$$

$$\Delta I_{DM} = \langle I \rangle - 15.944 (\pm 0.020) + 3.288 (\pm 0.015) \log P - 1.442 (\pm 0.026) (\langle V \rangle - \langle I \rangle). \quad (19)$$

и для ММО:

$$\Delta V_{DM} = \langle V \rangle - 16.331 (\pm 0.029) + 3.477 (\pm 0.017) \log P - 2.800 (\pm 0.045) (\langle V \rangle - \langle I \rangle), \quad (20)$$

$$\Delta I_{DM} = \langle I \rangle - 16.329 (\pm 0.029) + 3.477 (\pm 0.017) \log P - 1.799 (\pm 0.045) (\langle V \rangle - \langle I \rangle). \quad (21)$$

Среднеквадратичная ошибка решений (18), (19) составляет ± 0.082 , а количество уравнений в каждой системе - 714. Соответствующие величины для (20), (21) равны ± 0.145 и 1204. Вычисляя с помощью (18)-(21) ΔV_{DM} и ΔI_{DM} для каждой КЦ, можно сказать, что значения компонентов разброса блеска ΔV_{CE} и ΔI_{CE} , обусловленные межзвездным поглощением, соответственно равны: $\Delta V_{CE} = (\Delta V - \Delta V_{DM})$ и $\Delta I_{CE} = (\Delta I - \Delta I_{DM})$. Разделив эти величины соответственно на $R_V / (R_V - R_I)$ и $R_I / (R_V - R_I)$, вычисленные на основе табл.1, можно получить значения $E(V-I)$. Но здесь надо иметь в виду, что половина полученных таким способом значений $E(V-I)$ имеет отрицательный знак, что лишено какого-либо физического смысла. Чтобы избежать этого, возникает необходимость сдвига полученных значений $E(V-I)$ на определенную величину в положительную сторону, то есть определить поправку к нуль-пункту полученных $E(V-I)$. Как показывает опыт, значение этой поправки, при наличии достаточно большого количества наблюдательных данных, легко определяется опытным путем и оно получается равным 1.5σ , где σ - среднеквадратичное отклонение величин $\Delta V_{IE} / R_V / (R_V - R_I)$ и $\Delta I_{IE} / R_I / (R_V - R_I)$. Применение этого метода к 714 FU КЦ БМО привело к следующим соотношениям период-цвет:

$$(\langle V \rangle - \langle I \rangle)_0 = 0.487 + 0.217 \log P \quad \text{и} \quad (\langle V \rangle - \langle I \rangle)_0 = 0.489 + 0.220 \log P, \quad (22)$$

первое из которых получено с применением ΔV_{CE} , а второе - ΔI_{CE} . Соответствующие соотношения для выборки, состоящей из 1204 FU КЦ ММО, имеют следующий вид:

$$(\langle V \rangle - \langle I \rangle)_0 = 0.488 + 0.215 \log P \quad \text{и} \quad (\langle V \rangle - \langle I \rangle)_0 = 0.489 + 0.213 \log P. \quad (23)$$

Соотношения период-цвет (22), (23) можно считать совершенно

идентичными, и как окончательный результат для FU КЦ обоих МО нами был принят их средний:

$$\langle(V) - \langle I \rangle \rangle_0 = 0.488 + 0.216 \log P. \quad (24)$$

Отметим, что полученное нами методом разделения разбросов соотношение период-цвет (24) для FU КЦ МО показывает идеальное совпадение с аналогичным соотношением, полученным в [2] на основе $E(B-V)$ эксперимента OGLE. Особенность собственных цветов OGLE заключается в том, что для их получения авторами [2] применен закон межзвездного поглощения Шлегела и др. [21]. Как следует из табл.1, этот закон дает ненамного завышенные значения для R_λ по сравнению с нашими. Кроме этого, для получения $E(B-V)$ в OGLE использован метод окрестных звезд. То есть с помощью окрестных звезд в 84 точках для БМО и в 11 точках для ММО определены $E(B-V)$ и эти величины отнесены к близлежащим КЦ. Идеальное совпадение наших с OGLE $(V-I)_0$ свидетельствует о правильности нашего метода и о корректности OGLE процедуры получения $E(B-V)$.

Аппроксимации полученных нами методом разделения разбросов значений $E(B-V)$, а также $E(B-V)$, приведенные в электронном каталоге OGLE для FU КЦ МО, даны в табл.6. Аппроксимации произведены методом наименьших квадратов с помощью формул

$$E(\langle B \rangle - \langle V \rangle) = A_{EBV} + B_{EBV} \log P + (R_V - R_I) \langle(V) - \langle I \rangle \rangle, \quad (25)$$

где $R_V - R_I = 0.766$, согласно табл.1. В табл.6, кроме данных, относящихся к МО, приведены также и данные, вычисленные на основе $E(B-V)$ КЦ Галактики: а) из каталога Ферни и др. [14], б) полученные нами выше, в разделе 4, методом сглаживания с помощью W -функций и выражающиеся формулой (14). Анализ табл.6 показывает идентичность полученных нами для КЦ Галактики и МО $E(B-V)$ с соответствующими данными OGLE, что нельзя сказать о $E(B-V)$ Ферни и др. [14], которые резко отличаются как от наших, так и от OGLE данных.

Как было отмечено выше, для учета межзвездного поглощения света КЦ, в эксперименте OGLE использованы дискретные и малочисленные

Таблица 6

АППРОКСИМАЦИИ ТИПА (25) ДЛЯ FU КЦ ГАЛАКТИКИ, БМО И ММО

Парамстр	Источник	Галактика	БМО	ММО
$A_{EBV} \pm \sigma$	Данная работа	-0.382 ± 0.020	-0.374 ± 0.020	-0.374 ± 0.020
	OGLE	-	-0.362 ± 0.010	-0.386 ± 0.003
	Ферни и др. [14]	-0.330 ± 0.012	-	-
$B_{EBV} \pm \sigma$	Данная работа	-0.168 ± 0.017	-0.166 ± 0.020	-0.166 ± 0.006
	OGLE	-	-0.176 ± 0.015	-0.166 ± 0.006
	Ферни и др. [14]	-0.211 ± 0.013	-	-

значения $E(B-V)$ близлежащих к КЦ окрестных звезд, что, несомненно, понижает точность получения свободных от межзвездного поглощения величин. Чтобы показать эффективность применения полученных нами индивидуальных $E(B-V)$ для каждой КЦ, на рис.1 приведены зависимости период-светимость V и I величин FU КЦ БМО для трех случаев: 1) без учета межзвездного поглощения, 2) межзвездное поглощение учтено с применением OGLE $E(B-V)$ и 3) межзвездное поглощение учтено с применением полученных нами $E(B-V)$. Если уменьшение средне-квадратичных разбросов точек для второго случая едва замечается (от ± 0.298 до ± 0.279 для V и от ± 0.188 до ± 0.178 для I), то для третьего случая разбросы сокращаются, примерно, в 2.5-3 раза (от ± 0.298 до ± 0.081 для V и от ± 0.188 до ± 0.081 для I).

На основе OGLE данных по FU КЦ МО для $(B-V)_0$ были получены соотношения период-цвет следующими двумя способами. Первый - с использованием полученных нами $E(B-V)$ и второй - с использованием приведенных в каталоге OGLE значений $(B-V)_0$. Полученные таким способом соотношения приведены в табл.7. Для сравнения в табл.7 приводятся также и соответствующие соотношения, полученные ранее в работах [24] и [25].

Инфракрасные собственные цвета были получены на основе выборки FU КЦ БМО Джерена и др. [4]. При этом на основе табл.6 принимается, что

$$E(\langle B \rangle - \langle V \rangle) = -0.374 - 0.166 \log P + 0.766(\langle V \rangle - \langle I \rangle). \quad (26)$$

С помощью полученных $(V-J)_0$, $(V-H)_0$, $(V-K)_0$ и $(J-K)_0$ были выведены приведенные в табл.8 зависимости период-цвет. Отметим, что указанная выборка Джерена и др. состоит всего из 83 КЦ, из которых для 53 КЦ имеются $\langle V \rangle$ и $\langle I \rangle$ величины, а для 59 КЦ - $\langle J \rangle$, $\langle H \rangle$ и $\langle K \rangle$ величины. Средние по интенсивности величины во всех 5 полосах имеют всего 29 КЦ, с помощью которых и получены инфракрасные собственные цвета.

6. Обсуждение полученных результатов. В предыдущих разделах, на основе современных наблюдательных данных, мы определили закон межзвездного поглощения и собственные цвета FU КЦ Галактики, БМО и ММО. FU КЦ упомянутых галактик сильно отличаются по металличности. Согласно последним данным Андриевски и др. [26], среднее значение металличности КЦ Галактики, по данным 67 объектов, в зависимости от галактоцентрического расстояния, меняется согласно формуле $[Fe/H] = -0.029(\pm 0.004)R_G + 0.253(\pm 0.031)$. Среднее значение металличности 52 FU КЦ из этих 67 КЦ составляет 0.022 ± 0.066 dex. Согласно данным Лак и др. [27], металличность КЦ БМО и ММО составляет -0.3 dex и -0.7 dex, соответственно. Однако, как следует из

СОТНОШЕНИЯ ПЕРИОД-ЦВЕТ $(B-V)_0 = A_{BV} + B_{BV} \log P$ ДЛЯ
FU КЦ ГАЛАКТИКИ, БМО И ММО

Источник	Галактика	A_{BV}	σ_A	B_{BV}	σ_B	σ	ρ	N
Данная работа	Галактика	0.365	0.011	0.328	0.012	0.058	0.848	306
	БМО	0.313	0.010	0.346	0.015	0.055	0.787	327
	ММО	0.308	0.005	0.268	0.008	0.091	0.668	1172
OGLE	БМО	0.272	0.018	0.379	0.027	0.099	0.611	327
	ММО	0.319	0.005	0.267	0.010	0.105	0.614	1172
[24]	Галактика	0.310	0.022	0.412	0.023	0.070	-	108
	БМО	0.259	0.096	0.419	0.066	0.099	-	26
	ММО	0.222	0.087	0.358	0.057	0.107	-	45
[25]	Галактика	0.314	0.014	0.416	0.032	0.091	-	47
	БМО	0.262	0.027	0.416	0.032	0.091	-	19
	ММО	0.099	0.028	0.416	0.032	0.091	-	19

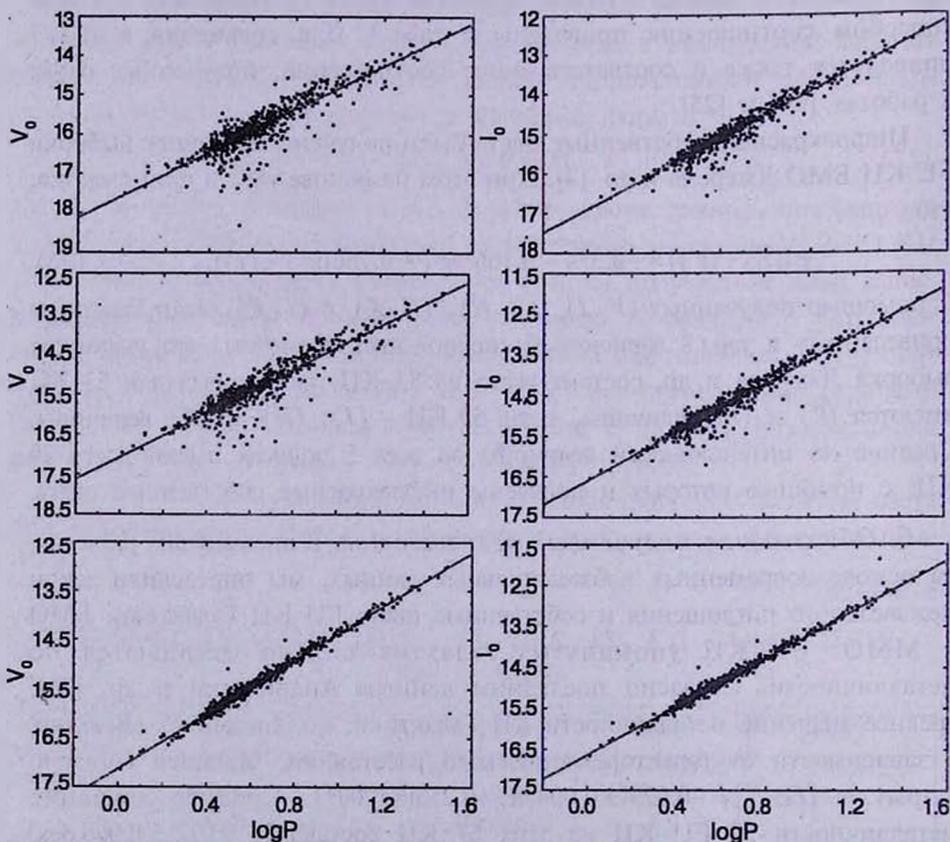


Рис.1. Соотношения период-светимость для FU КЦ БМО. Верхние два - без учета межзвездного поглощения, средние два - межзвездное поглощение учтено с применением OGLE $E(B-V)$, нижние два - межзвездное поглощение учтено с применением полученной в данной работе $E(B-V)$.

полученных нами данных, FU КЦ Галактики, БМО и ММО по $(V-I)_0$ совершенно не отличаются друг от друга. Наблюдаемые различия собственных цветов $(V-J)_0$, $(V-H)_0$ и $(V-K)_0$ FU КЦ Галактики и БМО (табл.4 и 8), по-видимому, обусловлены малочисленностью выборки FU КЦ БМО (всего 29 КЦ) и находятся в пределах ошибок определения этих собственных цветов FU КЦ БМО.

Таблица 8

СООТНОШЕНИЯ ПЕРИОД-ЦВЕТ $\langle(V - \langle m_\lambda \rangle)_0 = A_{m_\lambda} + B_{m_\lambda} \log P$
ДЛЯ 29 FU КЦ БМО ИЗ [4]

Цвет	A_{m_λ}	σ_A	B_{m_λ}	σ_B	σ	ρ
$V-J$	0.836	0.060	0.325	0.043	0.056	0.823
$V-H$	1.166	0.078	0.394	0.056	0.073	0.803
$V-K$	1.175	0.086	0.438	0.062	0.080	0.807
$J-K$	0.339	0.042	0.113	0.030	0.039	0.589

Статистически значимое различие, коррелирующее с металличностью, наблюдается только между собственными цветами $(B-V)_0$ FU КЦ Галактики и МО. Величины $(B-V)_0$ для $\log P = 1$, вычисленные на основе табл.7 для FU КЦ Галактики, БМО и ММО, в зависимости от металличности, приведены в табл.9. Как следует из этой таблицы, в среднем, FU КЦ Галактики ненамного краснее по сравнению с FU КЦ МО. Данный результат качественно совпадает с аналогичным выводом, ранее полученным авторами работ [24,25] на основе более малочисленных выборок, по сравнению с нашей (табл.7). Но количественный анализ табл.9 показывает, что различие не такое уж большое, как это следует из результатов работ [24,25].

Для выявления связи собственных цветов с металличностью FU КЦ

Таблица 9

СОБСТВЕННЫЕ ЦВЕТА $(B-V)_0$ ДЛЯ $\log P = 1$ И
МЕТАЛЛИЧНОСТЬ FU КЦ ГАЛАКТИКИ, БМО И ММО

Источник	Галактика	$(B-V)_0$	σ	[Fe/H]dex
Данная работа	Галактика	0.693	0.016	0.022
	БМО	0.659	0.018	-0.300
	ММО	0.576	0.009	-0.700
[24]	Галактика	0.722	0.032	0.022
	БМО	0.678	0.117	-0.300
	ММО	0.580	0.104	-0.700
[25]	Галактика	0.730	0.034	0.022
	БМО	0.678	0.042	-0.300
	ММО	0.515	0.043	-0.700

Галактики были использованы полученные нами собственные цвета и данные о металличности, приведенные в работе [26]. Прямолинейные аппроксимации этих связей, полученные методом наименьших квадратов, не показывают статистически значимых корреляций между металличностью и собственными цветами, несмотря на то, что металличность галактических FU КЦ, в зависимости от местонахождения в Галактике, меняется в довольно широких пределах - от -0.2 dex до 0.2 dex .

7. Заключение. Предложен новый метод - метод совместного определения вывода закона межзвездного поглощения света FU КЦ. Этим методом получен: $R_B:R_V:R_J:R_H:R_K=4.190:3.190:1.884:0.851:0.501:0.303$.

Показано, что широко используемые ныне для галактических КЦ избытки цвета $E(B-V)$ Ферни и др. [14] нуждаются в корректировке. Для определения $E(B-V)$ FU КЦ Галактики предложена простейшая формула (14). Аналогичная формула, почти совпадающая с (14), получена также и для КЦ МО (26).

Предложен новый метод - метод разделения разбросов для определения избытков цвета FU КЦ МО.

Взамен широко распространенной формулы (9) для $(B-V)_0$ FU КЦ Галактики предлагается более точная и значительно отличающаяся от (9) следующая формула (табл.4, строка 1):

$$\langle(B-V)\rangle_0 = 0.365(\pm 0.011) + 0.328(\pm 0.012)\log P, \quad \sigma = \pm 0.058 \quad (27)$$

Получены и детально исследованы всевозможные собственные цвета FU КЦ Галактики и обоих МО в зависимости от металличности. Доказана абсолютная независимость $(V-I)_0$ от металличности FU КЦ.

Автор выражает благодарность рецензенту за ценные замечания и К.С.Гигояну за оказанную помощь в ходе выполнения данной работы.

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

INTERSTELLAR EXTINCTION AND INTRINSIC COLOURS OF CLASSICAL CEPHEIDS OF GALAXY, LMC AND SMC

H.V.ABRAHAMYAN

We examine samples of Classical Cepheids of Galaxy, LMC and SMC for the determination of the interstellar extinction law and intrinsic colours

of these stars. New techniques have been applied to derive extinction coefficients $R_b : R_v : R_i : R_j : R_n : R_k = 4.190 : 3.190 : 1.884 : 0.851 : 0.501 : 0.303$ and colour excesses $E(B - V) = -0.382 - 0.168 \log P + 0.766(V - I)$ for the Classical Cepheids of the Galaxy and $E(B - V) = -0.374 - 0.166 \log P + 0.766(V - I)$ for the Classical Cepheids of both Magellanic Clouds. The correlation of the intrinsic colour indices $(B - V)_0$ with the metallicity of Classical Cepheids is discussed. There is no correlation between intrinsic colour indices $(V - I)_0$ and metallicity of Classical Cepheids. A high precision relation is derived for the intrinsic colour index $(B - V)_0$ for the Classical Cepheids of the Galaxy: $\langle(B - V)_0\rangle = 0.365(\pm 0.011) + 0.328(\pm 0.012) \log P$.

Key words: (stars:variables:)Cepheids:interstellar extinction - individual: Galaxy, LMC, SMC

ЛИТЕРАТУРА

1. W.R.Freedman, B.F.Madore, B.K.Gibson et al., *Astrophys. J.*, **553**, 47, 2000.
2. A.Udalski, M.Szumanski, M.Kubiak, G.Pietrzymski, G.Soszynski, I.Wozniak, K.Zebrun, *Acta Astron.*, **49**, 201, 1999.
3. W.P.Gieren, P.Fouque, M.Gomez, *Astrophys. J.*, **488**, 74, 1997.
4. W.P.Gieren, P.Fouque, M.Gomez, *Astrophys. J.*, **496**, 17, 1998.
5. T.G.Barnes, D.S.Evans, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **174**, 489, 1976.
6. M.A.C.Perryman, E.Hog, J.Kovalevsky, L.Lindengren, C.Turon, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, European Space Agency, SP-1200, 1997.
7. M.W.Feast, R.M.Catchpole, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **286**, L1, 1997.
8. P.Lanoix, G.Paturel, R.Garnier, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **308**, 969, 1999.
9. A.Sandage, G.A.Tammann, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **293**, L23, 1998.
10. B.F.Madore, W.L.Freedman, *Astrophys. J.*, **492**, 110, 1998.
11. C.Koen, D.Laney, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **301**, 582, 1998.
12. L.N.Berdnikov, A.K.Dambis, O.V.Vozyakova, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143**, 211, 2000.
13. M.A.T.Gronewegen, R.D.Oudmaijer, *Astron. Astrophys.*, **356**, 849, 2000.
14. J.D.Fernie, B.Beattie, N.R.Evans, S.Seager, *IBVS №4148*, 1995.
15. S. van den Berg, *Galaxies And The Universe*, Eds. A.Sandage, M.Sandage, J.Kristian, Univ. Chicago Press, 509, 1975.
16. W.Wegner, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **270**, 229, 1994.
17. Л.Н.Бердников, О.В.Вознякова, А.К.Дамбис, *Письма в Астрон. ж.*, **22**, 372, 1996.
18. Л.Н.Бердников и др., *Письма в Астрон. ж.*, **22**, 936, 1996.

19. *C.D.Laney, R.S.Stobie*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **263**, 921, 1993.
20. *J.A.Cardelli, G.C.Clayton, J.S.Mathis*, Astrophys. J., **345**, 245, 1989.
21. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, Astrophys. J., **500**, 525, 1998.
22. *B.S.Carter*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **242**, 1, 1990.
23. *J.H.Elias, J.A.Frogel, K.Mathews, G.Neugebauer*, Astron. J., **87**, 1029, 1982.
24. *J.A.R.Caldwell, I.M.Coulson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **218**, 223, 1986.
25. *C.D.Laney, R.S.Stobie*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **266**, 441, 1994.
26. *S.M.Andrievsky, V.V.Kovtyukh, R.E.Luck et al.*, Astron. Astrophys., **381**, 32, 2002.
27. *R.E.Luck, T.J.Moffett, T.G.Barnes, W.P.Gieren*, Astron. J., **115**, 605, 1998.

УДК: 524.35

НЕСКОЛЬКО ЗАМЕЧАНИЙ ПО ПОВОДУ
МАГНИТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ СР-ЗВЕЗД

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 17 февраля 2003

Принята к печати 25 марта 2003

Обсуждается проблема малых скоростей вращения магнитных СР-звезд. Приводятся доводы против участия магнитного поля в потере момента вращения: 1) нет достаточно сильных полей у молодых звезд на стадии эволюции "до главной последовательности"; 2) нет статистически значимой корреляции между величиной магнитного поля и периодом вращения СР-звезд; 3) максимальные значения поля имеют звезды с короткими периодами; 4) значительное количество звезд с очень малыми магнитными полями ($B_p < 500$ Гс) имеют скорости вращения, типичные для других СР-звезд; 5) анализ результатов моделирования магнитных полей, полученных нами и Legoу, показал, что ориентация диполей внутри звезд и с большими, и с малыми периодами вращения соответствует предположению об их произвольной ориентации; 6) медленные ротаторы с $P > 25^d$, количество которых равно 12%, принадлежат скорее к краю распределения по скоростям маломассивных звезд. Все перечисленные свойства создают трудности для гипотезы потери момента вращения СР-звезд с участием магнитного поля.

1. *Введение.* В настоящее время мы обсуждаем две конкурирующие гипотезы медленного вращения магнитных СР-звезд: 1) торможение с участием магнитного поля на фазах эволюции "до главной последовательности"; 2) магнитные поля звезд сохранились только у медленных ротаторов. Та и другая гипотезы имеют и положительные стороны, и недостатки. Теория магнитного торможения рассматривается в работах [1,2]. Оценки потери углового момента сделаны при условии наличия дипольной компоненты магнитного поля на поверхности порядка 5 кГс. Данные в пользу предположения о сохранении реликтового поля только у медленных ротаторов приведены в работе [3]. Там показано, что относительное количество СР-звезд растет с уменьшением скорости вращения, следовательно, именно скорость вращения может быть основной причиной сохранения реликтового магнитного поля. Чем меньше скорость вращения, тем большая доля звезд сохраняет реликтовое поле.

Вычисления, сделанные в работе [2], показывают, что для того, чтобы "магнитное" торможение произошло на фазах эволюции "до главной последовательности", необходимо выполнение следующих требований:

1) Поле на поверхности звезды должно быть достаточно сильным $B_s \sim 5$ кГс (эффективное поле $B_e \sim 1-1.5$ кГс);

2) Масса звезд должна быть $M < 3M_\odot$, потому что только мало-

массивные звезды имеют достаточную длительность жизни "до главной последовательности", чтобы произошла значительная потеря момента вращения;

3) Самые медленные ротаторы с периодами вращения $P > 25^d$ должны иметь малые углы между осью диполя и осью вращения $\beta < 20^\circ$, в полном контрасте с быстровращающимися CP-звездами, у которых надо, чтобы $\beta > 60^\circ$. Это условие необходимо для того, чтобы разрушить диск задолго до выхода звезды на главную последовательность, который на определенном этапе эволюции противостоит потере момента у звезды.

Авторы считают, что наиболее показательны в этом отношении магнитные звезды с очень большими периодами вращения, $P > 25^d$.

2. *Поле молодых магнитных звезд.* В настоящее время считается, что наиболее вероятной причиной возникновения сильных магнитных полей у химически пекулярных звезд является сжатие магнитных силовых линий намагниченного дозвездного вещества в период формирования звезды. Во время эволюции звезд с массой $M > 2 M_\odot$ "до главной последовательности", к которым принадлежат CP-звезды, нет условий для возникновения магнитного динамо вследствие конвективной устойчивости атмосфер. Следовательно, на стадиях эволюции "до главной последовательности" будущие магнитные звезды должны обладать реликтовым магнитным полем. Однако из-за того, что в этот период они имеют больший, чем на главной последовательности радиус, поле на поверхности будет занижено. Наименьшее значение поверхностного поля должно быть на "линии рождения". В табл.1 приведены примерные значения поля звезд, находящихся на этой линии, если предположить, что на линии нулевого возраста (ZAMS) их поле $B_s = 5 \text{ кГс}$ (соотношение $B_s/B_e = 3.6$).

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ ЗВЕЗД НА ЛИНИИ РОЖДЕНИЯ

T_e	$\log L^* / L_\odot$	M_v	M_s	R/R_e	$B_s, \text{ G}$
25000	+3.5	-3.98	-6.5	1.8	830
20000	3.35	3.6	-5.5	2.2	454
15850	3.15	3.1	-4.45	2.6	280
12600	3.00	2.7	-3.53	3.3	140
10000	2.75	2.1	-2.4	3.9	88
7940	2.5	1.5	-1.30	4.4	60
6300	1.6	+0.8	+0.6	3.5	125

В табл.1, кроме общепринятых обозначений, даны радиусы звезд на "линии рождения" относительно их радиусов на линии нулевого возраста (ZAMS) - R/R_e . При вычислении предполагалось, что среднее поверхностное поле B_s пропорционально R^{-3} [5]. Для вычисления данных табл.1 использованы следующие известные формулы:

$$L/L_{\odot} = 0.4(4.77 - M_V),$$

$$\log R/R_{\odot} = 8.46 - 2\log T_e - 0.2 M_b.$$

На более поздних этапах эволюции, на которых в среднем находятся молодые звезды, поле B_e должно быть больше, т.е. в принципе поле должно быть измеримым, особенно у тех, которые находятся в пределах полосы главной последовательности. Очевидно, что наш отрицательный результат [3] поиска магнитного поля среди молодых звезд с $v \sin i < 120$ км/с мог быть связан с его подавлением на поверхности. Заведомо молодые звезды "до главной последовательности" не имеют магнитных полей порядка тысяч Гс. Единственная работа [6], в которой получены данные, позволяющие предположить у звезды HD100546 наличие поля, показывает, что поле не превышает 25 Гс. Таким образом имеются все основания полагать, что магнитное поле не могло участвовать в процессе торможения СР-звезд. Необходимо продолжить поиски слабых магнитных полей у молодых звезд и если наличие слабых полей подтвердится, то придется кардинально пересмотреть теорию торможения.

Поскольку магнитные поля достаточной силы у звезд Ae/Be Хербига не обнаруживаются, следует предположить, что некий неизвестный механизм их подавляет, вплоть до выхода на главную последовательность. Мы предполагаем, что поле на поверхности молодых звезд может разрушаться аккрецией и нестационарностью.

Отсутствие достаточно сильных магнитных полей у молодых звезд является основной трудностью гипотезы о магнитном торможении.

3. Зависимость периода вращения P от величины поля $B_e(\max)$.

В соответствии с вычислениями в работе [2], торможение сильно зависит

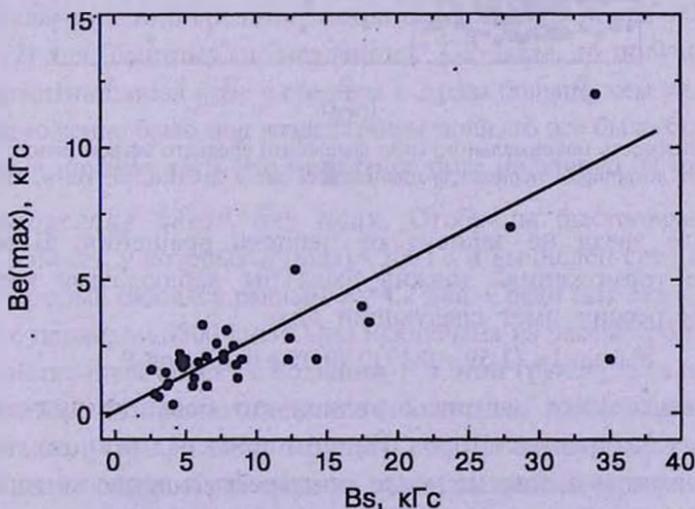


Рис.1. Связь максимального (при вращении) среднего эффективного магнитного поля $B_e(\max)$ и среднего поверхностного магнитного поля B_s .

от величины магнитного поля на поверхности: чем сильнее поле, тем больше период вращения. Для проверки этого утверждения мы изучили зависимость величины поля магнитных звезд от периода их вращения P . Для этого лучше всего было бы взять величины поверхностного поля B_s , однако таких данных слишком мало, и мы использовали максимальные эффективные значения $B_e(\max)$ из работы [7], которые звезда принимает при вращении. Зависимость $B_e(\max)$ от B_s приведена на рис.1, из которой видно, что между ними существует достаточно надежная корреляция.

$$B_e(\max) = (0.04 \pm 0.62) + (0.28 \pm 0.05) \cdot B_s .$$

$B_e(\max)$ только приблизительно характеризует величину поля звезд, поскольку она зависит от ориентации поля к лучу зрения, но для статистических целей $B_e(\max)$ может быть использована вполне надежно. Как уже говорилось выше, в среднем $B_e(\max)$ в 3.6 раза меньше поверхностного поля B_s .

Зависимость $B_e(\max)$ от $\log P$ построена по данным каталогов [7,8] по 147 звездам (рис.2). Из этого рисунка видно, что в пределах ошибок

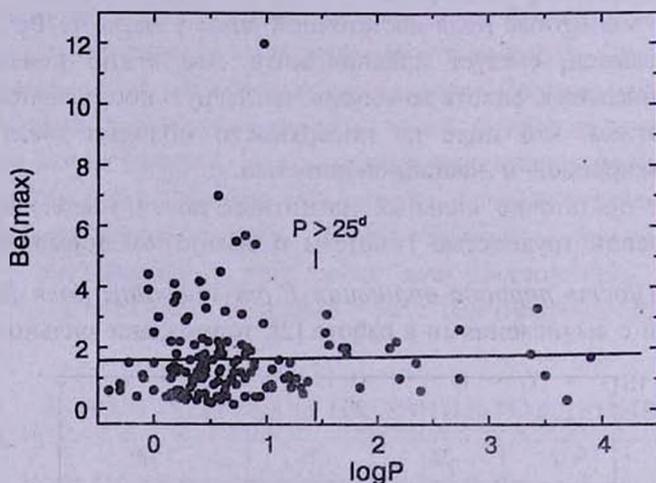


Рис.2. Зависимость максимального (при вращении) среднего эффективного магнитного поля $B_e(\max)$ от логарифма периода вращения всех звезд SrCrEu, Si, He-w, He-r типов.

среднее поле звезд не зависит от периода вращения. В результате "магнитного торможения" должна была бы наблюдаться корреляция. Линейная регрессия имеет следующий вид:

$$B_e(\max) = (2.59 \pm 0.17) + (0.05 \pm 0.16) \cdot \log P .$$

Вопреки ожидаемому, из рис.2 видно, что большие значения поля встречаются у быстрых ротаторов. На этом примере мы снова убеждаемся в том, что магнитное поле не могло участвовать в процессе торможения.

Ввиду того, что "медленные" CP-ротаторы имеют очень резкие линии, количество звезд с измеренными поверхностными полями B_s достаточно,

чтобы изучить зависимость их B_s от периода вращения. Если эти объекты потеряли момент вращения с участием магнитного поля, то должна наблюдаться прямая корреляция между $\log P$ и величиной поля B_s . На рис.3 приведена такая зависимость только для "медленных" ротаторов, из которой

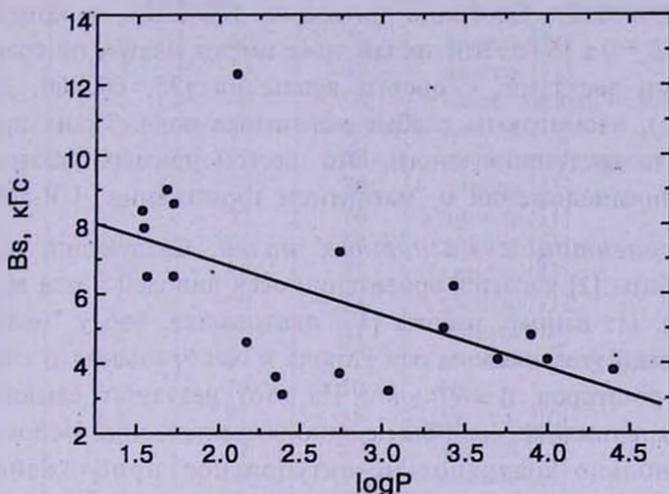


Рис.3. Зависимость среднего поверхностного магнитного поля B_s от логарифма периода вращения для "медленных" СР-ротаторов, которые, как предполагается, затормозились с участием магнитного поля.

следует, что корреляция либо отсутствует, либо, может быть, имеется слабая, но обратная ожидаемому. Линейная регрессия имеет вид

$$B_s = (9.93 \pm 1.46) + (-1.52 \pm 0.52) \cdot \log P.$$

Этот результат является третьим признаком того, что магнитное поле не влияло на торможение.

Если сделать оценки средних значений параметров поля B_d , B_q , $B_{ост}$, из работы [2] для "быстрых" и "медленных" СР-звезд, то получится, что у быстрых магнитных звезд поле в среднем в 2 раза больше, чем у медленных. Если бы торможение было под воздействием поля, то все было бы наоборот. Это четвертый признак того, что магнитное поле не влияло на торможение.

4. *Торможение звезд без поля.* Отобраны быстровращающиеся звезды (21 объект), у которых $B_s(\max) < 500$ Гс и вычислен средний период вращения, который оказался равным $P=4.2$ дня. Среди них оказалась звезда HD 110066 с периодом 9800 дней. Она исключена из рассмотрения, потому что это единственный объект с большим P в этой группе, хотя ее большой период противоречит предположению о "магнитном" торможении СР-звезд. Оказалось также, что для звезд с $B_s(\max) > 500$ Гс среднее значение $P=4.4$ дня. Совершенно одинаковые средние периоды вращения двух групп тоже показывают, что магнитное поле не влияет на торможение. Это пятый

признак того, что магнитное поле не участвовало в торможении.

Мы детально исследовали несколько звезд [9], имеющих чрезвычайно слабое магнитное поле, заведомо меньше 100 Гс. Однако все они имеют типичные для CP-звезд периоды вращения $1^d.5 - 3^d$ (HD10221, HD108945, HD140160, HD148112). Особенно интересна HD10221, у которой мы оценили поле $B_p = 0 \pm 15$ Гс. Эти звезды тоже имеют малые, по сравнению с нормальными звездами, скорости вращения (25, 60, 60, 25 км/с, соответственно), несмотря на слабые магнитные поля. Таких примеров можно привести достаточно много. Это шестой пример, указывающий на трудность предположения о "магнитном торможении" CP-звезд.

5. Роль ориентации магнитных полей. Следующий пункт из требований работы [2] касается ориентации осей диполей к оси вращения (см. Введение). Из данных работы [10] оказывается, что у "медленных" ротаторов средний угол наклона оси диполя к оси вращения $\beta = 18^\circ \pm 3^\circ$, а у быстрых ротаторов $\beta = 69^\circ \pm 8^\circ$. На этот результат следовало бы обратить особое внимание, если бы не одно обстоятельство. Используемые авторами дипольно-квадрупольно-октупольное приближения при моделировании, по-видимому, недостаточно точно описывают структуру поля этих звезд. Это видно из того, что эти же модели предполагают преимущественную ориентацию "быстрых" и "медленных" ротаторов по отношению к наблюдателю, чего не может быть. Так, первые из них имеют средний угол наклона оси вращения к лучу зрения $i = 17^\circ \pm 5^\circ$, а вторые $i = 63^\circ \pm 4^\circ$. Расчеты показывают, что при произвольной ориентации звезд средний угол i должен быть порядка 60° , т.е. первый случай сомнителен.

Результаты нашего моделирования и вычислений, данные в табл.2, приводят к другому соотношению углов. К сожалению, только для четырех "медленных" магнитных ротаторов имеются такие данные. "Быстрые" модели исследованы полнее, результаты моделирования показаны в табл.2. Из таблицы видно, что у "быстрых" ротаторов средний угол $\beta = 63^\circ \pm 10^\circ$, а $i = 53 \pm 7^\circ$ (а не 17°). Эти данные кажутся достаточно реальными (заметим, что данные работы [11] и наши данные для одинаковых звезд достаточно близки, несмотря на разные методы определения). Поведение углов i моделирования в [2] могут указывать на то, что структура поля у "быстрых" и "медленных" магнитных ротаторов, по-видимому, существенно отличается [10], и это обстоятельство влияет на результаты моделирования.

"Медленные" ротаторы в табл.2 имеют величины углов i и β того же порядка, что и быстрые ротаторы.

6. Зависимость периода вращения от массы. Посмотрим, как выглядит требование зависимости периода вращения от массы звезды.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ "МЕДЛЕННЫХ" И "БЫСТРЫХ" СР-РОТАТОРОВ

Звезда	P , дней	β	i	Модель
$P < 25^d$				
4778	2.6	65	70	диполь [11]
24712	12.5	33	49	диполь [11]
37776	1.5	~0	90	смеш. диполь + сложн. конфиг. [12]
62140	4.3	87	90	диполь [11]
65339	8.0	82	62	смещенный диполь [13]
		75	70	диполь [11]
71866	6.8	95	70	диполь [11]
80316	2.1	35	60	диполь [11]
98088	5.9	80	85	диполь [11]
108662	5.1	60	55	диполь [11]
112185	2.9	82	51	диполь [14]
112413	5.5	87	45	диполь + квадруполь [15]
		79	50	[12]
115708	5.1	87	55	диполь [16]
		75	50	диполь [11]
118022	3.7	60	25	диполь [11]
119419	2.6	5	89	смещенный диполь [16]
124224	0.5	87	60	смещенный диполь [17]
137909	18.5	90	15	квадруполь [5]
		80	20	диполь [11]
147010	3.9	23	67	диполь + квадруполь [14]
152107	3.9	40	15	диполь [11]
192678	6.4	70	8	смещенный диполь [18]
		60	10	диполь [11]
Среднее		63	53	
$P > 25^d$				
126515	130	~90	16	смещенный диполь [19]
165474	23.4	10	80	диполь [11]
188041	224	60	20	диполь [11]
201601	~70 лет	50	77	диполь + квадруполь [20]
Среднее		52	48	

Вместо массы используем температуры из [22]. Такая зависимость приведена на рис.4 (162 звезды), из которой видно, что период вращения уменьшается с увеличением массы звезды и самые большие периоды наблюдаются у звезд с самыми малыми массами. Сплошной кривой проведена прямая регрессии, которая показывает, что средний период уменьшается в среднем на порядок от маломассивных к массивным СР-звездам (угловой коэффициент $> 3\sigma$).

$$\log P = (1.55 \pm 0.24) + (-0.08 \pm 0.02) \cdot T_e$$

(температура в тысячах К). Видно также, что самые большие периоды

вращения имеет только небольшая часть звезд холоднее 11000 К и именно за их счет получается заметный наклон зависимости. Очень большие периоды выглядят скорее исключением, чем правилом. Основная масса звезд с

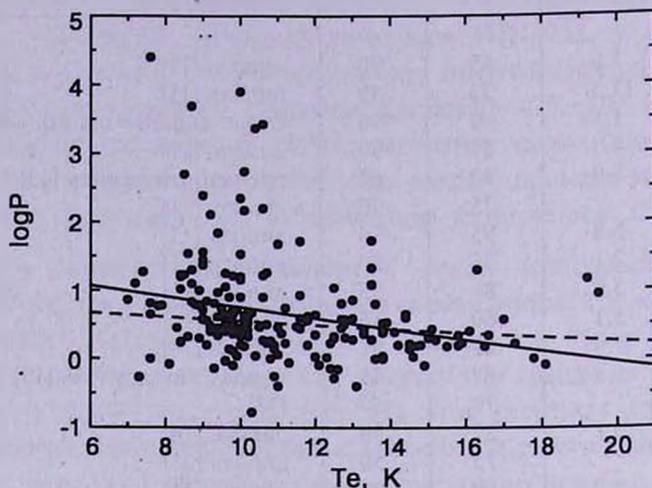


Рис.4. Зависимость периода вращения ($\log P$) от температуры (массы) СР-звезды. Сплошная линия регрессии, вычисленная по всем точкам; штриховая линия регрессии, вычисленная без учета "медленных" СР-звезд.

$M < 3 M_{\odot}$ ($T_e < 11000$ К) имеют нормальные для СР-звезд периоды. Если исключить звезды с $P > 25^d$ (20 звезд = 12%), то та же зависимость на рис.4 оказывается отличной от предыдущей, она проведена штриховой линией

$$\log P = (0.85 \pm 0.13) + (-0.03 \pm 0.01) \cdot T_e.$$

Исходя из этой формулы, средний период вращения маломассивных звезд (9000 К) $P = 3^d.8 \pm 0.7$, а период вращения массивных звезд (15000 К) $P = 2^d.5 \pm 0.7$ (различие незначимо). Таким образом получается, что требование наличия зависимости периода вращения от массы выполняется только за счет небольшого числа звезд (12%).

$$\log P = (2.68 \pm 0.57) + (-0.10 \pm 0.09) \cdot V_e.$$

Наличие небольшого количества "медленных" ротаторов, казалось бы, не противоречит одному из требований, исходящих из предположения о магнитном торможении СР-звезд, однако отсутствие зависимости величины P от магнитного поля ставит под сомнение это предположение.

7. Заключение. Таким образом, против гипотезы о магнитном торможении в первую очередь свидетельствует отрицательный результат поиска магнитного поля у звезд Ae/Be Хербига [3]. Заведомо у этих звезд отсутствуют поля больше нескольких сот гаусс. Из ряда приведенных примеров мы видели, что нет признаков влияния магнитного поля на периоды вращения. Большое число звезд с очень слабыми полями имеет

типичные скорости вращения, из чего также следует, что не магнитное поле определяет потерю момента вращения.

В работе [3] показано, что существует четкая зависимость доли СР-звезд от $v \sin i$: чем медленнее звезды вращаются, тем больше их относительное количество. Этот фундаментальный факт, несомненно, связан с формированием магнитных звезд. Возможно, чем медленнее вращается звезда, тем слабее или вовсе отсутствуют такие процессы, как меридиональная циркуляция и дифференциальное вращение. Отсутствие этих процессов дает возможность сохраниться реликтовому магнитному полю без искажений.

Единственным свойством, как будто бы не противоречащим гипотезе магнитного торможения, является большое количество (12%) звезд малых масс с очень большими периодами. Не исключено, что это самые медленные ротаторы, изначально представляющие край распределения по скоростям вращения. Проблема, однако, состоит в том, что среди массивных СР-звезд практически нет медленных ротаторов. Возможно, это связано с начальными условиями образования звезд, с динамикой родительских облаков. В сторону уменьшения массы звезды резко уменьшается скорость вращения, как это видно из рис.5.

Интересна проблема преимущественности малых углов β у "медленных"

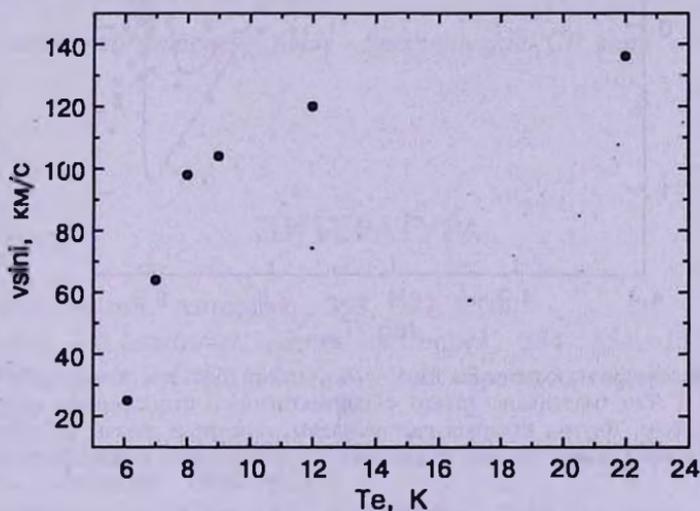


Рис.5. Зависимость средней скорости вращения нормальных звезд главной последовательности от температуры.

ротаторов. Вероятно, этот вопрос будет решен только после достаточного количества модельных исследований. Необходимы модели магнитных полей "быстрых" и "медленных" СР-звезд, полученные разными методами.

Следует обратить внимание на то, что самые холодные СР-звезды, возможно, на ранних этапах "до главной последовательности" проходили

конвективную фазу Т Тау. Для этого достаточно посмотреть на эволюционные треки на рис.6, взятые из работы [23]. В этой фазе эволюции, в самом деле, могло генерироваться поверхностное поле, которое могло участвовать в дополнительном торможении. Не исключено, что "медленно" вращающиеся СР-звезды - это как раз такие объекты.

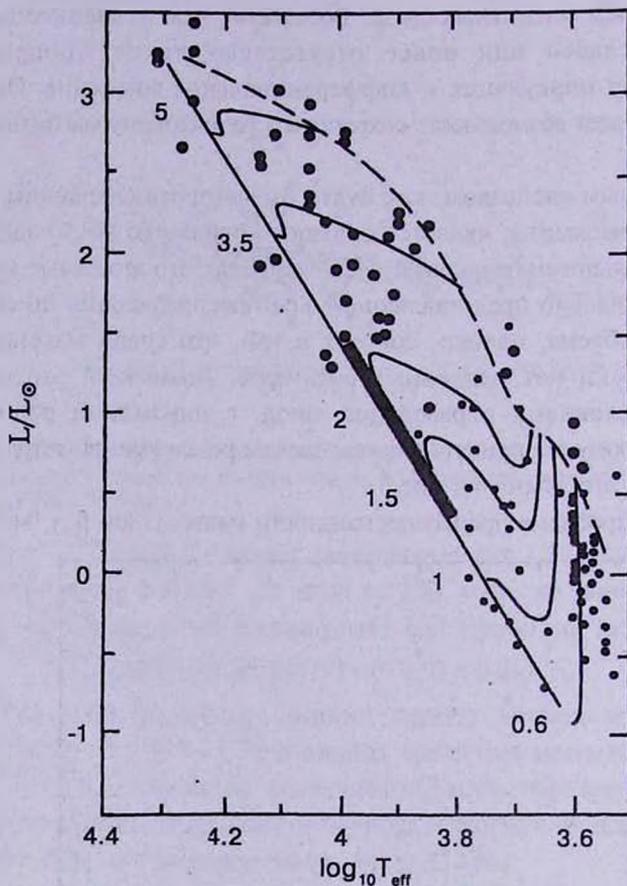


Рис.6. Распределение молодых звезд типа Ae/Bs Хербинга (большие точки) со стабильными атмосферами и Т Тау (маленькие точки) с конвективными атмосферами на диаграмме Гершпрунга-Ресседа. Внутри квадрата распределены магнитные звезды SrCrEu типа. По эволюционным трекам видно, что они в прошлом могли проходить конвективную фазу.

Таким образом, мы пока не можем окончательно выбрать одну из рассмотренных гипотез о возможных причинах малых скоростей вращения СР-звезд. В данном исследовании обращается внимание на те проблемы, которые надо решить, прежде чем выбрать одну из гипотез.

Работа выполнена при поддержке гранта "Астрономия".

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

SOME COMMENTS ON THE MAGNETIC
BRAKING OF CP STARS

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

The problem of slow rotation of the magnetic CP stars is discussed. Arguments contradicting the participation of the magnetic field in the magnetic braking are: 1) there are no sufficiently strong magnetic fields in young stars at the stage of evolution "before the main sequence"; 2) there is no statistically significant correlation between the magnetic field value and the period of rotation for magnetic stars; 3) short period stars have maximum magnetic field values; 4) the significant number of stars with very weak magnetic fields ($B_p < 500$ G) possess the speed of rotation typical of other CP stars; 5) the analysis of the results of magnetic field modeling obtained by us and by Leroy has shown that the orientation of dipoles inside fast and slow rotating stars correspond to the assumption of their arbitrary orientation; 6) "slow rotators" with $P > 25^d$, the member of which equals 12%, probably belong to the edge of the distribution of speeds for the stars with small masses. The enumerated properties present difficulties for the hypothesis of the magnetic braking of CP stars.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.Stepien*, *Astron. Astrophys.*, **353**, 227, 2000.
2. *K.Stepien*, *J.D.Landstreet*, *Astron. Astrophys.*, **384**, 554, 2002.
3. *Yu.V.Glagolevskij*, *G.A.Chountonov*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **51**, 88, 2001.
4. *Yu.V.Glagolevskij*, in "Magnetic Stars", Eds. *Yu.V.Glagolevskij*, *I.M.Kopylov*, Nauka, Leningrad, 1988, p.206.
5. *Yu.V.Glagolevskij*, *E.Gerth*, *Astron. Astrophys.*, 2003 (in press).
6. *J.-F.Donati*, *M.Semel*, *B.D.Carter*, *D.E.Rees*, *A.C.Cameron*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **291**, 658, 1997.
7. *I.I.Romanyuk*, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", Eds. *Yu.V.Glagolevskij*, *I.I.Romanyuk*, M., 2000, p.18.
8. *F.A.Catalano*, *P.Renson*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 421, 1998.
9. *Yu.V.Glagolevskij*, *G.A.Chuntonov*, *Astrophysics*, **45**, 499, 2002.
10. *J.D.Landstreet*, *G.Mathys*, *Astron. Astrophys.*, **359**, 213, 2000.

11. *J.L.Leroy*, in "Stellar Magnetic Fields", eds. *Yu.V.Glagolevskij*, *I.I.Romanyuk*, M., 1997, p.30.
12. *Yu.V.Glagolevskij*, *E.Gerth*, in "Magnetic Fields Across the HR Diagram", eds. *G.Mathys*, *S.K.Solanci*, *D.T.Wickramasinghe*, ASP Conference Series, 2001, p.337.
13. *E.Gerth*, *Yu.V.Glagolevskij*, *G.Scholz*, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar Stars", eds. *Yu.V.Glagolevskij*, *I.I.Romanyuk*, M., 2000, p.158.
14. *Yu.V.Glagolevskij*, *E.Gerth*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **46**, 123, 1998.
15. *E.Gerth*, *Yu.V.Glagolevskij*, *G.Hildebrandt*, *H.Lehman*, *G.Scholz*, *Astron. Astrophys.*, **351**, 133, 1999.
16. *Yu.V.Glagolevskij*, *Astrophysics.*, **44**, 123, 2001.
17. *Yu.V.Glagolevskij*, *E.Gerth*, *Astron. Astrophys.*, **382**, 935, 2002.
18. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **50**, 70, 2000.
19. *Yu.V.Glagolevskij*, *E.Gerth*, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar Stars", eds. *Yu.V.Glagolevskij*, *I.I.Romanyuk*, M., 2000, p.161.
20. *G.Scholz*, *G.Hildebrandt*, *H.Lehman*, *Yu.V.Glagolevskij*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 529, 1997.
21. *O.P.Kochukov*, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. *Yu.V.Glagolevskij*, *I.I.Romanyuk*, M., 2000, p.106.
22. *Yu.V.Glagolevskij*, *Bull. Spec. Astrophys. Observ.*, **53**, 33, 2002.
23. *F.Palla*, *S.W.Stahler*, in "The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars", ASP Conf. Ser., **62**, 1994, p.391.

УДК: 524.38-32

АПСИДАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ В ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДАХ:
ВРАЩЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ

А.В.ПЕТРОВА, В.В.ОРЛОВ

Поступила 27 февраля 2003

Принята к печати 5 апреля 2003

Рассмотрена выборка из 51 разделенной системы с измеренными апсидальными периодами и ротационными скоростями компонентов. Для этих систем оценены интервалы углов наклона экваториальных плоскостей компонентов к плоскости орбиты. Показано, что для объяснения наблюдаемых скоростей апсидального движения примерно в 47% случаев (24 из 51 системы) оси вращения звезд должны быть не ортогональны плоскости орбиты и примерно в 59% случаев (30 из 51) вращение компонентов не синхронизовано с орбитальным движением. Неортогональность и несинхронность определяются как отклонения от 90° и от синхронизованной угловой скорости на уровень 1σ и более.

1. *Введение.* В тесных двойных звездах имеется взаимная приливная деформация компонентов. Кроме этого, компоненты деформируются за счет их осевого вращения. Поэтому динамика тесной двойной системы отличается от динамики двух точечных масс. Наиболее заметным является движение перицентра орбиты, которое наблюдается у многих двойных звезд. Нами был составлен каталог из 128 двойных звезд с измеренным апсидальным движением [1].

Помимо того, что апсидальное движение в двойной системе можно измерить, его можно определить теоретически. Для этого необходимо знать параметры двойной системы (большую полуось и эксцентриситет орбиты), отношение масс, радиусы и параметры вращения компонентов (скорости и наклоны плоскостей экваторов к плоскости орбиты), а также, так называемые, постоянные апсидального движения (см., например, [2] и [3]).

Все эти величины, кроме параметров осевого вращения и постоянных апсидального движения, определяются из наблюдательных данных. Постоянные апсидального движения зависят от концентрации вещества к центру звезды и определяются по звездным моделям. В литературе имеется достаточное количество таких расчетов (см. ссылки в [4]).

Наиболее неопределенными параметрами являются характеристики осевого вращения. Видимые ротационные скорости определяются по спектральным наблюдениям для некоторых компонентов двойных систем с измеренными апсидальными движениями. Ориентация осей вращения

из наблюдений не определяется, кроме отдельных редких случаев. Поэтому обычно делаются следующие предположения:

1. Оси вращения компонентов ортогональны плоскости орбиты.
2. Угловые скорости осевого вращения синхронизованы с угловой скоростью орбитального движения в перигентре орбиты.

Эти предположения достаточно оправданы, поскольку именно к этому состоянию ведет приливная эволюция.

Мы провели сравнение [4] теоретических и наблюдаемых скоростей апсидального движения для систем из [1]. Результаты этой работы можно кратко сформулировать следующим образом. Хотя согласие между теоретическими и наблюдаемыми скоростями апсидального движения достаточно хорошее (для трети разделенных систем из [1] имеется согласие в пределах суммы ошибок и для 75% - в пределах утроенной суммы ошибок), однако имеется сильная асимметрия: систем с превышением теоретической скорости над наблюдаемой в несколько раз больше, чем наоборот. Причем эта асимметрия растет при более жестком подходе к учету ошибок. Крайне маловероятно, что такой результат обусловлен ошибками. Следует заметить, что для более тесных систем с обменом вещества подобной асимметрии не наблюдается, хотя наблюдения гораздо менее надежные.

Полученный результат требует объяснения. В настоящей работе мы предлагаем возможное объяснение этого эффекта за счет отказа от предположений об осевом вращении компонентов. Нам представляется, что принятые предположения о вращении компонентов, хотя и оправданы, все-таки не более чем допущения. Кроме того, в литературе имеется ряд указаний (см., например, [5] и [6]) на то, что подобные предположения могут не выполняться.

Рассмотрим некоторые другие варианты объяснения асимметрии.

Ошибки наблюдений. Ошибки могут существенно уменьшить долю систем, для которых имеет место согласие теории и наблюдений, однако отклонения должны быть приблизительно одинаковы в обе стороны. Если все-таки предположить, что полученный результат - следствие ошибок, то придется признать, что в значительном числе определений *и/или* теоретических расчетов имеется систематическая ошибка.

Постоянные апсидального движения. Хотя в литературе имеется значительное число расчетов постоянных апсидального движения, различия между ними не могут объяснить полученный результат. Кроме того, если предположить, что систематические ошибки вносят постоянные апсидального движения, то не должно быть столь большой доли согласования теории и наблюдений. Следует заметить, что нет корреляции между расхождениями теории и наблюдений и характеристиками звезд.

Третье тело. Этим эффектом часто пытаются объяснить расхождения между теорией и наблюдениями в тесных двойных вообще и в задаче об

апсидальном движении в частности. Хотя наличие третьего тела может, в принципе, в особых случаях замедлить апсидальное движение в системе, однако необходимо иметь в виду следующее. Движение третьего тела по орбите приводит к колебаниям скорости апсидального движения как в сторону замедления, так и в сторону ускорения. Третье тело должно быть заметно слабее двойной по светимости, а следовательно менее массивно. Чтобы его влияние стало заметно, оно должно находиться на небольшом расстоянии от двойной, то есть иметь небольшой период обращения вокруг двойной и колебания должны наблюдаться. Кроме того, третье тело должно находиться на орбите, приблизительно ортогональной к плоскости орбиты двойной, а угол между линией апсид двойной и линией узлов двух орбит должен быть близок к 90° . Маловероятно, что столь специфические условия реализуются в значительном числе систем.

Вынужденные пульсации. Некруговая орбита и несинхронное вращение звезды вызывают движения отдельных элементов звезды друг относительно друга, что приводит к пульсациям звезды. Влияние пульсаций на апсидальное движение изучалось в ряде работ (см., например, [7-9]). Для того, чтобы этот механизм был существенен, необходимо, чтобы орбитальное движение звезды и ее свободные колебания были близки к резонансу. Так можно было бы объяснить единичные случаи, но крайне маловероятно, что в большинстве двойных систем имеется резонанс.

Еще ряд механизмов возможного замедления апсидального движения был рассмотрен в [10], но ни один из этих механизмов не дает удовлетворительного объяснения.

В настоящей работе обсуждается допустимость используемых обычно предположений о вращении компонентов, а также оцениваются интервалы углов наклона экваториальных плоскостей компонентов к плоскости орбиты.

2. Допустимость обычных предположений о вращении компонентов. Для изучения влияния характеристик вращения компонентов на апсидальное движение мы выбрали 51 разделенную систему из [1], для которых известны видимые ротационные скорости хотя бы для одного из компонентов. Этот список не претендует на полноту, поскольку систематического поиска ротационных скоростей по литературе не проводилось.

Значения видимых ротационных скоростей компонентов этих систем приведены в табл.1. Остальные данные об этих системах приводятся в [1]. В таблице приводятся порядковый номер системы согласно [1]; название системы; значения \bar{V}_1 и \bar{V}_2 видимых ротационных скоростей для обоих компонентов с ошибками, если они известны. Ошибки приводятся в таблице ниже самих значений. Как правило, величины \bar{V}_1 и \bar{V}_2 брались из тех же работ, что и скорости апсидального движения (см. ссылки в [1]).

СКОРОСТИ ОСЕВОГО ВРАЩЕНИЯ И ИХ ВКЛАД В
АПСИДАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ

№	Название	\bar{v}_1	\bar{v}_2	$(P/U)_{rest}$	$(P/U)_{ort}$	$(P/U)_{st}$	Множитель
2	σ Aql	130	120	-2.243 ± 293	0.475 ± 70	0.269 ± 49	$\times 10^{-4}$
5	V539 Ara	75 ± 8	48 ± 5	1.878 581	0.481 83	0.857 9	$\times 10^{-5}$
11	AS Cam	40	30	-5.815	1.060	1.680	$\times 10^{-6}$
		10	10	1.420	432	80	
13	EM Car	150	130	1.790	2.998	3.730	$\times 10^{-5}$
		20	15	3.200	549	50	
16	QX Car	120	110	0.679	1.301	0.752	$\times 10^{-5}$
		10	10	69	165	13	
17	a Car	40	-	-9.853	0.232	1.847	$\times 10^{-5}$
	117 Car			2.963	42	364	
19	AO Cas	130	120	-5.776	0.373	1.117	$\times 10^{-4}$
				952	59	144	
20	AR Cas	134	-	1.023	1.167	0.346	$\times 10^{-5}$
				195	247	46	
21	CC Cas	148	-	-2.269	0.445	1.066	$\times 10^{-4}$
				570	86	135	
23	PV Cas	65	65	-2.091	0.887	0.752	$\times 10^{-5}$
				227	126	30	
26	V346 Cen	165	140	2.472	2.059	1.502	$\times 10^{-5}$
		15	15	487	340	151	
30	CW Cep	207	-	4.208	4.311	2.370	$\times 10^{-5}$
				230	738	30	
32	EK Cep	23	10	3.380	1.773	1.820	$\times 10^{-7}$
		2	2	8.968	264	460	
33	LZ Cep	120	-	-1.427	0.206	0.425	$\times 10^{-4}$
	14 Cep			338	39	44	
34	NY Cep	75	125	2.715	0.328	0.135	$\times 10^{-5}$
		10	14	1.980	64	16	
35	α CrB	150	195	0.364	4.474	0.058	$\times 10^{-6}$
				180	800	1	
36	SV Crt	25	-	2.144	0.012	0.018	$\times 10^{-5}$
				232	3	4	
37	Y Cyg	142	138	0.284	3.929	3.020	$\times 10^{-5}$
		2	2	498	276	110	
41	V380 Cyg	100	40	-0.701	0.964	1.133	$\times 10^{-5}$
		5	10	112	98	35	
42	V453 Cyg	266	-	2.437	9.001	1.660	$\times 10^{-5}$
				1.034	1.887	130	
43	V477 Cyg	64	50	5.011	3.485	3.700	$\times 10^{-6}$
		11	9	1.143	893	350	
46	V1143 Cyg	21	28	-2.054	2.783	4.380	$\times 10^{-7}$
		2	3	1.112	432	90	
50	V1765 Cyg	135	30	-0.660	0.774	1.045	$\times 10^{-5}$
	HR 7551	10		330	121	150	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
51	57 Cyg	40	-	-1.728 4.941	4.409 1.045	7.680 1.080	$\times 10^{-6}$
53	RX Her	78	68	-4.707 1.134	0.772 117	0.868 49	$\times 10^{-5}$
55	DI Her	130	78	-2.462 69	4.113 676	0.428 15	$\times 10^{-6}$
56	HS Her	83	-	-0.060 984	0.969 113	1.294 159	$\times 10^{-5}$
64	2 Lac	60	-	-7.902 1.051	0.648 131	1.224 164	$\times 10^{-3}$
66	GG Lup	97	61	0.886 204	1.090 157	0.897 13	$\times 10^{-5}$
74	U Oph	125	115	-0.241 632	4.426 293	2.260 80	$\times 10^{-5}$
75	V451 Oph	41	30	2.643 5.629	1.708 448	4.570 120	$\times 10^{-6}$
76	δ Ori	109	-	-8.483 2.286	1.802 377	9.540 650	$\times 10^{-5}$
78	ι Ori	69	46	-1.488 615	0.183 31	3.278 451	$\times 10^{-5}$
79	π^5 Ori	97	-	-3.646 5.874	1.580 313	2.000 30	$\times 10^{-5}$
80	ψ Ori	167	150	-8.493 1.858	4.922 853	2.530 320	$\times 10^{-5}$
83	σ Per	75	150	-2.406 2.745	1.644 234	2.390 240	$\times 10^{-5}$
85	AG Per	89	71	1.046 240	1.016 151	1.131 41	$\times 10^{-5}$
86	IQ Per	68	44	0.300 3.086	5.889 324	8.280 130	$\times 10^{-6}$
87	b Per	75	-	-0.595 2.246	0.661 128	1.290 50	$\times 10^{-5}$
88	ζ Phe	85	75	3.360 1.524	1.144 166	1.260 20	$\times 10^{-5}$
89	UU Psc 35 Psc	90	-	7.527 2.813	3.233 520	2.460 330	$\times 10^{-5}$
		90	-	-5.136 1.036	0.884 146	1.068 142	$\times 10^{-4}$
92	VV Pyx	23	23	0.912 1.229	0.188 348	0.457 3	$\times 10^{-6}$
98	V1647 Sgr	80	70	3.914 279	4.309 412	4.020 90	$\times 10^{-6}$
100	β Sco	100	-	1.757 5.403	6.106 1.748	6.360 2.010	$\times 10^{-6}$
101	μ^1 Sco	216	-	-8.248 1.049	1.706 271	1.213 196	$\times 10^{-4}$
103	V760 Sco	95	85	1.104 922	1.627 264	1.610 40	$\times 10^{-5}$
		10	10				

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
105	τ Tau	187	-	4.124 2.456	4.876 1.027	0.580 107	$\times 10^{-5}$
114	α Vir	161 2	70 5	-0.247 1.228	3.353 212	2.270 250	$\times 10^{-5}$
118	HR 1952 HD 37756 BD-1°1004	106	148	-6.223 521	0.684 112	0.832 97	$\times 10^{-5}$
121	HR 8384 HD 208947	250	-	3.870 1.515	6.838 1.374	1.156 189	$\times 10^{-5}$
123	HR 8800 HD 218407	160	-	3.488 832	2.388 492	1.165 149	$\times 10^{-5}$

Скорость апсидального движения, обусловленного вращением компонентов в двойной системе, определяется по следующей формуле (см., например, [3]):

$$\left(\frac{P}{U}\right)_{tot} = \left[\frac{k_1 R_1^5 \left(\frac{\omega_1}{\omega_k}\right)^2 \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta_1\right) + \frac{k_2 R_2^5 \left(\frac{\omega_2}{\omega_k}\right)^2 \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta_2\right) \right] \frac{M_1 + M_2}{a^5 (1 - e^2)^2}, \quad (1)$$

где P и U - орбитальный и апсидальный периоды, a и e - большая полуось и эксцентриситет орбиты двойной, M_1 и M_2 - массы компонентов, R_1 и R_2 - их радиусы, k_1 и k_2 - постоянные апсидального движения, ω_1 и ω_2 - угловые скорости вращения, θ_1 и θ_2 - углы между плоскостями орбиты и экваторов звезд, $\omega_k = 2\pi/P$ - средняя угловая скорость орбитального движения.

В табл.1 приведены вклады в апсидальное движение вращательной деформации компонентов, полученные тремя различными способами:

$(P/U)_{rest}$ - вклад в апсидальное движение дают только три эффекта: ОТО, приливная деформация и вращательная деформация, а так как первые два эффекта не зависят от вращения компонентов, то остаток от наблюдаемой величины после учета первых двух эффектов (см. [2]) - это вклад от вращательной деформации;

$(P/U)_{ort}$ - выполнено предположение об ортогональности осей вращения звезд плоскости орбиты ($\theta_{1,2} = 0$), а скорости осевого вращения взяты из наблюдений;

$(P/U)_{sr}$ - выполнены обычные предположения о вращении компонентов $\theta_{1,2} = 0$, $(\omega_{1,2}/\omega_k)^2 = (1+e)/(1-e)^3$.

Все величины необходимо домножить на коэффициент, указанный в последнем столбце таблицы.

По данным табл.1 системы можно разделить на шесть групп:

- 8 систем, для которых все три величины согласуются в пределах ошибок, то есть обычные предположения о вращении выполнены.

- 6 систем, для которых $(P/U)_{rest}$ и $(P/U)_{ort}$ согласуются в пределах ошибок, а $(P/U)_{st}$ отличается, в этих случаях выполнено предположение об ортогональности осей вращения компонентов плоскости орбиты, а скорости осевого вращения могут быть не синхронизованы с орбитальным движением в перигентре.

- 24 системы, для которых все три величины не согласуются, то есть обычные предположения о вращении, вероятно, не выполнены.

- 4 системы, для которых $(P/U)_{ort}$ и $(P/U)_{st}$ не согласуются, то есть вращение не синхронизовано, однако величина $(P/U)_{rest}$ имеет очень большую ошибку, что приводит к ее согласию с другими величинами. Для этих систем по апсидальному движению нельзя сделать каких-либо выводов о вращении компонентов.

- 2 системы, для которых $(P/U)_{rest}$ и $(P/U)_{st}$ согласуются, а $(P/U)_{ort}$ отличается. В этих случаях, видимо, выполнены обычные предположения о вращении компонентов, а данные о видимых ротационных скоростях ошибочны. В принципе, не исключено, что оси вращения наклонены, а согласование $(P/U)_{rest}$ и $(P/U)_{st}$ случайно, но это маловероятно.

- 7 систем, для которых $(P/U)_{ort}$ и $(P/U)_{st}$ согласуются, то есть скорости синхронизованы, однако величина $(P/U)_{rest}$ от них значительно отличается. В этих случаях, возможно, ошибочно значение $(P/U)_{rest}$ или согласование угловых скоростей с синхронизованными не связано с динамическими процессами синхронизации, а случайно. Заметим, что в пяти случаях компоненты имеют спектральный класс В. Для таких систем угловые скорости вращения одиночных звезд примерно такие же, что и угловые скорости орбитального движения в столь тесных системах, как рассматриваемые.

Таким образом, из 51 системы для 8 систем, вероятно, выполняются стандартные предположения о вращении. Для 6 систем, в которых скорости осевого вращения не синхронизованы, можно объяснить наблюдаемое апсидальное движение при предположении об ортогональности осей вращения звезд к орбитальной плоскости. Для 24 систем по имеющимся данным оси вращения должны быть не ортогональны. В 13 системах не удастся сделать определенного вывода о вращении компонентов: для 6 систем нельзя сделать каких-либо определенных выводов из-за больших ошибок наблюдаемых величин; еще для 7 систем согласование угловых скоростей с синхронизованными, возможно, случайно.

3. *Оценки углов наклона экваторов звезд к плоскости орбиты.* Для этих оценок воспользуемся выражением (1) для скорости апсидального движения, вызванного вращательной деформацией звезд. При произвольной ориентации осей вращения звезд в (1) входят четыре неизвестные величины: угловые скорости осевого вращения ω_1 и ω_2 , а также углы наклона θ_1 и

θ_2 экваториальных плоскостей звезд к орбитальной плоскости. Уравнение (1) можно записать через видимые ротационные скорости звезд \bar{V}_1 и \bar{V}_2 в следующем виде:

$$\left(\frac{P}{U}\right)_{rot} \frac{\omega_k^2 a^5 (1-e^2)^2}{M_1 + M_2} = \frac{k_1 R_1^3}{M_1} \bar{V}_1^2 \frac{1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta_1}{\sin^2 i_1} + \frac{k_2 R_2^3}{M_2} \bar{V}_2^2 \frac{1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta_2}{\sin^2 i_2}. \quad (2)$$

В это уравнение входят четыре неизвестные величины: углы θ_1 и θ_2 , а также углы i_1 и i_2 между осями вращения компонентов и лучом зрения. Углы i_1 и i_2 меняются в следующих интервалах:

$$i - \theta_{1,2} \leq i_{1,2} \leq 90^\circ. \quad (3)$$

Неравенства (3) накладывают дополнительные ограничения на неизвестные углы.

Тем не менее решить уравнение (2) с учетом неравенств (3) не представляется возможным. Поэтому мы зададимся некоторыми дополнительными предположениями об ориентации осей вращения звезд по отношению к плоскости орбиты. Рассмотрим три варианта:

1) $\theta_1 = \theta_2$ - обе оси наклонены под одним и тем же углом к плоскости орбиты;

2) $\theta_1 = 0$ - ось вращения главного компонента ортогональна к плоскости орбиты;

3) $\theta_2 = 0$ - ось вращения вторичного компонента ортогональна к плоскости орбиты.

В первом случае мы получим некоторые усредненные оценки углов θ ; во втором и третьем случаях - оценки максимальных значений углов θ .

Интервалы значений углов θ , определяемые из неравенства (3) для каждого варианта, приведены в табл.2. Интервальные оценки углов θ получены без учета (верхние строки) и с учетом (нижние строки) ошибок величин, входящих в уравнение (2). В таблице встречаются случаи, когда нижняя граница равна целому числу 0 и/или верхняя граница равна целому числу 90. Ноль означает, что нижняя граница для $\sin^2 \theta$ получилась отрицательной. Случай, когда верхняя граница $\sin^2 \theta$ больше единицы, обозначен числом 90. Прочерки в таблице соответствуют тем случаям, когда весь диапазон решений для $\sin^2 \theta$ лежит вне допустимых значений для квадрата синуса.

Для 23 систем возможны значения углов $\theta = 0$, то есть в этих системах оси вращения звезд могут быть ортогональны к плоскости орбиты. В остальных системах (около 55% случаев) нижние границы углов θ значительно превышают нулевое значение. По-видимому, в этих системах оси вращения одного или обоих компонентов неортогональны к плоскости орбиты. Заметим, что в число этих систем попали 21 из 24 систем, для которых выше высказано предположение о неортогональности.

Таблица 2

УГЛЫ МЕЖДУ ПЛОСКОСТЯМИ ОРБИТЫ И ЭКВАТОРА

№	Название	$\theta_1 = \theta_2$	$\theta_1 = 0$	$\theta_2 = 0$
2	σ Aql	73.5+90	81.0+90	76.0+90
		72.4+90	80.2+90	74.6+90
5	V539 Ara	0+90	0+90	0+90
		0+90	0+90	0+90
11	AS Cam	74.5+90	81.9+90	76.6+90
		71.7+90	79.5+90	73.7+90
13	EM Car	31.2+41.9	52.2+53.8	43.4+50.0
		0+90	0+90	0+90
16	QX Car	34.4+44.4	56.6+61.2	47.5+52.0
		31.5+47.7	49.6+77.8	41.1+54.9
17	a Car	83.9+90	87.4+90	84.4+90
		82.9+90	87.0+90	83.5+90
19	AO Cas	80.1+90	82.9+90	83.1+90
		79.4+90	82.1+90	82.5+90
20	AR Cas	16.7+26.4	84.0+90	16.7+26.5
		0+40.9	0+90	0+47.6
21	CC Cas	74.0+90	84.5+90	74.9+90
		72.5+90	84.0+90	73.3+90
23	PV Cas	68.9+90	74.5+90	75.0+90
		67.8+90	73.2+90	73.7+90
26	V346 Cen	-	0+90	-
		0+90	0+90	0+90
30	CW Cep	7.2+12.3	17.3+27.2	8.0+13.6
		0+90	0+90	0+41.7
32	EK Cep	0+90	0+90	0+90
		0+90	0+90	0+90
33	LZ Cep	75.9+90	83.0+90	77.6+90
		74.6+90	82.3+90	76.3+90
34	NY Cep	0+90	0+90	0+90
		0+90	0+90	0+90
35	α CrB	51.5+53.6	62.4+90	62.5+90
		50.9+55.3	60.2+90	60.4+90
36	SV Crt	0+90	0+90	0+90
		0+90	0+90	0+90
37	Y Cyg	51.9+53.7	62.5+90	62.7+90
		48.6+59.2	60.7+90	60.8+90
41	V380 Cyg	61.7+90	86.5+90	61.9+90
		60.8+90	85.7+90	60.9+90
42	V453 Cyg	44.2+50.4	81.6+90	45.1+50.8
		41.6+55.7	80.1+90	39.8+53.4
43	V477 Cyg	-	0+90	0+90
		0+90	0+90	0+90
46	V1143 Cyg	61.8+90	66.8+90	72.2+90
		59.0+90	64.0+90	69.9+90
50	V1765 Cyg	62.6+90	86.9+90	62.7+90
		59.9+90	86.5+90	60.0+90
51	57 Cyg	59.1+74.4	63.3+90	71.9+90
		70.6+90	23.7+90	11.5+90

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5
53	RX Her	75.1 + 90	80.4 + 90	78.5 + 90
		73.6 + 90	79.2 + 90	77.0 + 90
55	DI Her	60.8 + 90	75.1 + 90	63.8 + 90
		60.0 + 90	73.8 + 90	62.6 + 90
56	HS Her	55.5 + 57.3	78.5 + 90	56.8 + 61.8
		9.7 + 90	58.0 + 90	9.1 + 90
64	2 Lac	79.0 + 90	79.3 + 90	87.5 + 90
		78.0 + 90	78.3 + 90	87.2 + 90
66	GG Lup	20.7 + 31.5	54.8 + 55.0	23.1 + 34.2
		0 + 40.4	0 + 90	0 + 48.9
74	U Oph	55.4 + 57.3	67.4 + 90	61.3 + 90
		51.2 + 63.4	65.8 + 90	59.5 + 90
75	V451 Oph	0 + 90	0 + 90	0 + 90
		0 + 90	0 + 90	0 + 90
76	δ Ori	73.5 + 90	87.6 + 90	73.7 + 90
		71.2 + 90	87.1 + 90	71.4 + 90
78	ι Ori	76.8 + 90	83.0 + 90	78.8 + 90
		74.7 + 90	81.7 + 90	76.8 + 90
79	π^5 Ori	68.8 + 90	87.3 + 90	68.9 + 90
		0 + 90	0 + 90	0 + 90
80	ψ Ori	66.8 + 90	77.5 + 90	69.9 + 90
		65.4 + 90	76.4 + 90	68.2 + 90
83	\omicron Per	65.7 + 90	74.9 + 90	70.1 + 90
		29.3 + 90	0 + 90	64.5 + 90
85	AG Per	-	-	-
		0 + 55.2	0 + 90	0 + 90
86	IQ Per	52.7 + 54.0	74.4 + 90	56.2 + 59.5
		33.6 + 90	70.6 + 90	35.2 + 90
87	b Per	62.8 + 90	81.6 + 90	63.8 + 90
		0 + 90	79.5 + 90	0 + 90
88	ζ Phe	0 + 90	0 + 90	0 + 90
		0 + 90	0 + 90	0 + 90
89	UU Psc 35 Psc	0 + 90	0 + 90	0 + 90
		0 + 90	0 + 90	0 + 90
92	VV Pyx	74.8 + 90	81.3 + 90	77.4 + 90
		73.6 + 90	80.4 + 90	76.1 + 90
98	V1647 Sgr	0 + 90	0 + 90	0 + 90
		0 + 90	0 + 90	0 + 90
100	β Sco	14.3 + 23.2	22.7 + 33.8	18.8 + 29.1
		0 + 28.9	0 + 49.8	0 + 43.1
101	μ^1 Sco	43.6 + 50.0	68.2 + 90	51.6 + 53.6
		0 + 90	0 + 90	0 + 90
103	V760 Sco	73.7 + 90	82.5 + 90	75.3 + 90
		72.5 + 90	81.9 + 90	73.9 + 90
105	τ Tau 94 Tau	27.6 + 38.7	43.8 + 50.2	38.5 + 47.2
		0 + 62.0	0 + 90	0 + 90
114	α Vir	18.7 + 29.0	84.5 + 90	18.7 + 29.1
		0 + 59.3	0 + 90	0 + 69.2
		55.7 + 57.8	80.2 + 90	56.6 + 61.0
		43.3 + 78.7	78.5 + 90	45.2 + 90

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5
118	HR 1952	77.5 + 90	82.6 + 90	79.7 + 90
	HD 37756	76.5 + 90	81.9 + 90	78.8 + 90
	BD-1°1004			
121	HR 8384	32.5 + 43.0	75.0 + 90	33.7 + 43.9
	HD 208947	21.9 + 53.1	70.5 + 90	20.5 + 52.6
123	HR 8800	-	0 + 90	-
	HD 218407	0 + 90	0 + 90	0 + 90

Заметим, что для системы DI Нег были оценены углы θ в работах [11] и [12]. Авторы [11] предположили, что $\theta_1 = \theta_2$ и получили две оценки $\theta_{1,2} = 69^\circ$ и $\theta_{1,2} = 72^\circ$. В [12] были найдены оба угла $\theta_1 = 78^\circ \pm 3^\circ$ и $\theta_2 = 67^\circ \pm 5^\circ$. Все эти оценки свидетельствуют о неортогональности осей вращения звезд к плоскости орбиты в этой системе. Они попадают в полученные нами интервалы (см. табл.2).

Заметим, что скорости вращения компонентов должны быть меньше критических скоростей, соответствующих равенству гравитационной и центробежной сил на экваторе звезды. Это условие выполнено для всех систем, за исключением системы CW Сер и тех систем, в которых возможный диапазон углов θ - ($0^\circ, 90^\circ$). В этих системах диапазон скоростей вращения содержит и критические значения. Если в этих системах оси вращения компонентов ортогональны орбитальной плоскости, то получающиеся скорости вращения меньше критических значений. Для всех систем с осями вращения компонентов, неортогональными плоскости орбиты, ротационные скорости компонентов меньше не только критических значений, но в большинстве случаев и характерных скоростей вращения одиночных звезд данного спектрального класса.

Таким образом, обычные предположения о вращении компонентов в тесных двойных звездах выполнены далеко не во всех случаях. Для рассмотренных нами 51 системы с измеренными ротационными скоростями звезд и апсидальным движением в 24 системах (около 47% случаев) не выполнено условие ортогональности осей вращения компонентов к плоскости орбиты и в 30 системах (около 60% случаев) вращение компонентов не синхронизовано с орбитальным движением в перигентре.

Основной вывод состоит в том, что в ряде двойных звезд с разделенными компонентами можно объяснить наблюдаемые скорости апсидального движения, если отказаться от обычных предположений о вращении компонентов.

APSIDAL MOTION IN BINARIES: ROTATION OF COMPONENTS

A.V.PETROVA, V.V.ORLOV

A sample of 51 detached binaries with measured apsidal periods and rotational velocities of components is compiled. For these systems, the ranges of inclinations between equatorial planes of components and orbital plane are estimated. It is shown that in order to explain the observed apsidal rates one has to assume that stellar axes are non-orthogonal to orbital plane in approximately 47% of systems (24 of 51), and the rotational velocities of the components are not synchronized with orbital motion in approximately 59% of the systems (30 of 51). Non-orthogonality and non-synchronization are defined as deviations from 90° and from synchronized angular velocity to the level of 1σ and more.

Key words: *stars:binaries - stars:rotation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.V.Petrova, V.V.Orlov*, *Astron. J.*, **117**, 587, 1999.
2. *A.H.Batten*, *Binary and Multiple Systems of Stars*, Pergamon Press, Oxford, 1973.
3. *Z.Kopal*, *Dynamics of Close Binary Systems*, Reidel, Dordrecht, 1978.
4. *А.В.Петрова, В.В.Орлов*, *Астрофизика*, **45**, 409, 2002.
5. *G.Giuricin, F.Mardirossian, M.Mezzetti*, *Astron. Astrophys.*, **135**, 393, 1984.
6. *A.Stawikowski, R.Glebocki*, *Acta Astron.*, **44**, 33, 1994.
7. *J.-P.Zahn*, *Astron. Astrophys.*, **41**, 329, 1975.
8. *J.Papaloizou, J.E.Pringle*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **193**, 603, 1980.
9. *P.Smeyers, M. Van Hout, E.Ruymaekers, R.Polfliet*, *Astron. Astrophys.*, **248**, 94, 1991.
10. *E.F.Guinan, F.P.Maloney*, *Astron. J.*, **90**, 1519, 1985.
11. *R.Company, M.Portilla, A.Giménez*, *Astrophys. J.*, **335**, 962, 1988.
12. *M.P.Reisenberger, E.F.Guinan*, *Astron. J.*, **97**, 216, 1989.

УДК: 524.3

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ИЗБРАННЫХ
НАПРАВЛЕНИЯХ ГАЛАКТИКИ, НАПРАВЛЕНИЕ
СПИРАЛЬНОГО РУКАВА СТРЕЛЬЦА

Р.Р.АНДРЕАСЯН, М.А.ОГАННИСЯН, М.Р.АНДРЕАСЯН

Поступила 27 августа 2002

Принята к печати 16 апреля 2003

По данным фарадеевского вращения 40 пульсаров детально изучается магнитное поле и его флуктуация в направлении спирального рукава Стрельца. Полученные результаты, в основном, согласуются с известными моделями магнитного поля Галактики. Магнитное поле величиной порядка $3.2 \mu G$ направлено от галактической долготы $l_0 = 55^\circ$ (к Солнцу). Однако найдена асимметрия распределения знаков мер вращений относительно плоскости, расположенной в Южном полушарии, параллельно плоскости Галактики и на расстоянии $50 + 60$ пк от нее. Все пульсары с мерами дисперсий больше, чем 30 пк см^{-1} , расположенные севернее этой плоскости, имеют положительные меры вращения, линейно возрастающие с расстоянием, а пульсары, расположенные южнее этой плоскости, имеют необычно абсолютно малые отрицательные меры вращения. Мы предполагаем, что спиральный рукав Стрельца полностью расположен севернее упомянутой плоскости, а отрицательные меры вращения пульсаров ниже этой плоскости обусловлены магнитным полем гало Южного полушария Галактики. Магнитное поле в рукаве Стрельца в большей степени регулярно, а его флуктуационный компонент, примерно, в два раза меньше регулярного.

1. *Введение.* В последнее время наметился существенный прогресс в изучении галактического крупномасштабного магнитного поля. Большое количество наблюдательных данных, таких, как меры фарадеевского вращения (RM) внегалактических радиоисточников и пульсаров, межзвездная поляризация оптического излучения звезд, фоновое радиоизлучение Галактики и его поляризация и т.д., позволяет ставить и успешно решать задачи определения геометрии и величины этого поля (см., например, [1-6] и ссылки в них). Поскольку при решении общей задачи нахождения модели крупномасштабного магнитного поля Галактики иногда упускаются из виду некоторые мелкие детали, в настоящей работе мы ставим задачу детального изучения магнитного поля и его флуктуации в отдельном направлении Галактики. Для этой цели мы используем имеющиеся в настоящее время в литературе данные о RM пульсарах. В отличие от RM внегалактических радиоисточников, они не содержат в себе вклад магнитного поля межгалактического пространства, а вклад самого источника несравненно мал [7]. В настоящей работе изучается зависимость мер фарадеевского вращения от мер дисперсий (DM), величина и направление магнитного поля, его флуктуации и характерный масштаб этой флуктуации в области спирального рукава Стрельца. По

возможности, мы сознательно избегаем использования расстояний пульсаров, поскольку эти расстояния сильно зависят от принятой модели распределения электронной концентрации в Галактике и могут содержать систематические ошибки, а также большие случайные ошибки, связанные с проектированием пульсаров на галактические НII-области или другие объекты с аномально повышенной электронной концентрацией. Для изучения флуктуаций магнитного поля используется метод, аналогичный методу, развитому в [8].

2. *Наблюдательные данные.* В настоящей работе использованы данные о пульсарах из работы [9] и некоторые неопубликованные пока данные, которые любезно предоставил проф. Хан Джин-Лин из Пекинской обсерватории. Общее число пульсаров с известными значениями RM - 330. Известно, что

$$RM = \alpha \int n_e B_L dL \quad (\alpha = 8.1 \cdot 10^5) \quad (1)$$

где B_L - составляющая магнитного поля на луч зрения в Гауссах, n_e - электронная концентрация в см^{-3} , а интегрирование проводится по расстоянию L в парсеках. Во многих работах [1-6] была приведена карта распределения RM по галактическим координатам (l ; b) и по плоскости Галактики, на которую, обычно, наносят также данные, взятые из работы [10], относящиеся к спиральным рукавам Галактики. В настоящей работе мы изучаем магнитное поле в области спирального рукава Стрельца. В вышеупомянутых работах показано, что магнитное поле в плоскости Галактики направлено по спиральным рукавам, а в области рукава Стрельца имеет противоположное направление относительно магнитного поля соседних с ним спиральных рукавов. Имея в виду это обстоятельство и то, что направление спирального рукава Стрельца примерно соответствует галактической долготе $l_0 = 55^\circ$, мы определили область $40^\circ < l < 77^\circ$, в которой значения RM распределены более однородно, а за границей этой области меняют свой знак, что означает: составляющая магнитного поля на луч зрения меняет свое направление на противоположное. В упомянутой области расположены 40 пульсаров с известными RM . Данные об этих пульсарах, расположенных по возрастанию их значений DM

$$DM = \int n_e dL, \quad (2)$$

приведены в табл.1. В первом столбце таблицы даны названия пульсаров, во втором и третьем - галактические координаты (l ; b), в четвертом - DM в $\text{пк} \cdot \text{см}^{-3}$, в пятом - RM в $\text{рад}/\text{м}^2$, а в шестом и седьмом - расстояния пульсаров в плоскости Галактики (d) и от плоскости Галактики (z) в килопарсеках, полученные путем использования модели распределения электронной концентрации в Галактике [11]; в последнем - возраст пульсаров в миллионах лет.

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ИСПОЛЬЗОВАННЫХ
ПУЛЬСАРОВ

PSR J (J2000)	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	DM (пк. см $^{-3}$)	RM (рад/м 2)	d (кпк)	z (кпк)	T 10 6 лет
1932+1059	47.4	-3.9	3.2	-6.1	0.2	-0.01	6.49
1954+2923	65.9	0.8	7.9	-18.0	0.4	0.01	9.62
2330-2005	49.4	-70.2	8.4	9.5	0.2	-0.47	6.75
1921+2153	55.8	3.5	12.4	-16.5	0.7	0.04	7.20
2018+2839	68.1	-4.0	14.2	-34.6	0.8	-0.06	7.77
1532+2745	43.5	54.5	14.6	54.0	0.6	0.80	7.35
1946+1805	55.3	-3.5	16.1	-28.0	0.9	-0.05	8.46
1635+2418	43.0	39.9	23.8	31.0	1.6	1.35	7.81
2022+2854	68.9	-4.7	24.6	-74.7	1.3	-0.11	6.46
2113+2754	75.0	-14.0	24.7	-65.0	1.4	-0.34	6.86
1907+4002	71.0	14.2	30.1	7.0	1.6	0.42	7.57
2046-0421	42.7	-27.4	35.9	-1.0	3.4	-1.75	7.22
2046+1540	61.1	-16.8	39.5	-101.0	2.4	-0.72	7.99
1844+1454	45.6	8.2	41.2	121.0	2.2	0.31	6.50
1813+4013	67.4	24.0	41.8	47.0	3.9	1.75	6.76
1841+0912	40.1	6.3	49.1	53.0	2.5	0.27	6.74
2116+1414	64.5	-23.4	56.3	-25.0	4.0	-1.75	7.38
1850+1335	45.0	6.3	59.0	146.0	3.1	0.34	6.56
1916+0951	44.6	-1.0	61.4	100.0	2.9	-0.05	6.23
1915+1647	50.6	2.5	65.6	161.0	3.3	0.14	7.80
1851+1259	44.5	5.9	71.0	158.0	3.5	0.36	6.22
1939+2134	57.5	-0.3	71.0	-10.0	3.6	-0.02	8.37
1912+2104	54.1	5.0	88.0	148.0	4.8	0.42	6.54
1917+1353	48.3	0.6	94.5	233.0	4.1	0.04	5.63
1926+0431	41.0	-5.7	101.8	0.0	3.9	-0.39	6.84
2002+4050	76.6	5.3	128.0	145.0	7.9	0.73	6.91
1948+3540	70.7	5.1	129.1	116.0	7.9	0.70	6.21
1913+1400	47.9	1.6	144.4	435.0	5.1	0.14	7.01
1909+1102	44.8	1.0	148.4	540.0	4.3	0.08	6.23
1921+1948	53.9	2.7	154.4	160.0	8.2	0.39	7.16
1935+1616	52.4	-2.1	158.5	-1.9	7.9	-0.29	5.98
1926+1648	51.9	0.1	177.0	320.0	7.8	0.01	5.71
1932+2020	55.6	0.6	211.0	10.0	9.1	0.10	6.00
1922+2110	55.3	2.9	217.1	282.0	12.5	0.63	6.32
1932+2220	57.4	1.6	219.1	173.0	9.6	0.27	4.60
2004+3137	69.0	0.0	234.7	30.0	8.9	0.00	5.65
1916+1312	47.6	0.5	236.9	280.0	6.2	0.05	6.09
2013+3845	75.9	2.5	238.6	78.0	13.1	0.57	5.61
1915+1009	44.7	-0.7	246.1	431.0	5.4	-0.06	5.62
1901+0716	40.6	1.1	252.8	282.0	5.5	0.11	6.64

3. *Магнитное поле в спиральном рукаве Стрельца.* Для изучения магнитного поля в области рукава Стрельца использовались данные о мерах вращения пульсаров из табл.1. Из формул (1) и (2) можно

получить следующие выражения:

$$\langle B_L \rangle = \frac{1}{\alpha} (RM)/(DM) \quad (3)$$

и

$$B_L(DM) = \frac{1}{\alpha} d(RM)/d(DM), \quad (4)$$

где $\langle B_L \rangle$ - средняя по лучу зрения напряженность магнитного поля, а $B_L(DM)$ - напряженность магнитного поля в точке с данным значением

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

<DM>			<RM(DM)>			<BL>			<BL(DM)>		
n=5	n=8	n=10	n=5	n=8	n=10	n=5	n=8	n=10	n=5	n=8	n=10
9.2	12.6	15.0	-13.1	-1.1	-14.8	-1.8	-0.1	-1.2	6.5	-3.9	0.6
11.5	15.3	17.7	-1.1	-9.7	-13.5	-0.1	-0.8	-0.9	-1.5	-3.4	0.8
13.1	17.4	20.5	-3.1	-15.5	-11.8	-0.3	-1.1	-0.7	1.7	-0.1	-4.4
16.2	20.1	23.6	1.2	-15.8	-22.9	0.1	-1.0	-1.2	-5.9	0.8	5.9
18.7	23.0	26.5	-10.5	-13.9	-9.1	-0.7	-0.7	-0.4	-3.6	-3.2	3.6
20.8	26.2	29.2	-16.5	-22.2	-1.0	-1.0	-1.0	0.0	-3.7	3.1	0.0
23.9	29.5	32.7	-25.9	-13.8	-1.1	-1.3	-0.6	0.0	1.7	3.6	0.1
27.8	32.7	36.7	-20.5	-4.5	-0.8	-0.9	-0.2	0.0	-10.3	1.1	4.0
31.0	35.9	40.2	-46.9	-1.7	10.7	-1.9	-0.1	0.3	14.5	1.9	5.8
34.3	39.8	43.9	-7.8	4.5	28.2	-0.3	0.1	0.8	8.1	7.6	6.8
37.7	44.1	48.0	14.6	30.9	50.8	0.5	0.9	1.3	3.0	3.7	4.5
41.5	48.0	52.1	23.8	42.5	65.9	0.7	1.1	1.6	-1.4	6.7	-0.3
45.6	51.7	55.6	19.0	62.8	65.0	0.5	1.5	1.4	15.6	10.1	6.3
49.5	55.7	60.4	68.4	95.1	89.9	1.7	2.1	1.8	-1.3	-5.4	2.6
53.5	59.4	65.8	64.2	78.8	101.1	1.5	1.6	1.9	5.9	2.7	-1.0
58.3	65.2	71.8	87.0	91.4	96.4	1.8	1.7	1.7	5.9	4.9	1.4
62.7	70.9	79.7	108.0	113.9	105.6	2.1	2.0	1.6	1.3	0.7	2.4
65.6	76.5	86.9	111.0	117.0	119.7	2.1	1.9	1.7	0.1	0.0	4.2
71.4	85.2	95.5	111.4	116.9	148.6	1.9	1.7	1.9	4.9	0.3	6.2
78.0	93.6	104.2	138.0	118.9	192.6	2.2	1.6	2.3	-5.5	4.3	0.0
85.3	103.5	113.1	105.8	153.1	192.5	1.5	1.8	2.1	-0.3	6.1	-2.3
96.7	113.2	121.8	103.2	200.9	176.5	1.3	2.2	1.8	2.7	2.5	3.8
108.3	123.6	132.4	128.4	222.1	209.5	1.5	2.2	1.9	6.3	-2.6	-1.4
119.6	132.4	144.7	185.8	203.4	195.7	1.9	1.9	1.7	7.0	1.3	0.5
130.3	142.7	157.0	247.2	214.3	200.6	2.3	1.8	1.6	3.7	0.1	1.8
140.9	156.3	168.7	279.2	215.5	217.9	2.4	1.7	1.6	-5.9	1.9	-1.3
147.0	167.5	179.4	249.8	232.6	206.4	2.1	1.7	1.4	5.2	0.8	1.9
156.5	178.7	190.1	290.6	239.8	222.8	2.3	1.6	1.4	-7.8	-5.5	-4.7
169.9	190.0	199.6	205.6	189.1	187.1	1.5	1.2	1.2	-4.6	-3.6	-1.4
183.6	201.1	209.3	154.0	156.6	176.2	1.0	1.0	1.0	0.2	-1.2	1.5
196.5	211.6	219.2	156.6	146.4	188.4	1.0	0.9	1.1	0.5	6.1	
211.8	222.6		163.0	200.5		0.9	1.1		-0.8	-0.6	
223.8	232.0		155.0	195.8		0.9	1.0		3.0		
229.3			168.6			0.9			6.3		
235.1			198.4			1.0			4.0		
241.8			220.2			1.1					

DM. То есть, используя зависимость *RM-DM* на данном направлении, можно найти $B_L(DM)$ для каждого значения *DM*, а при известном распределении электронной концентрации - на каждом расстоянии от Солнца. В табл.2 приведены средние значения *RM*, B_L и $B_L(DM)$ в зависимости от среднего значения *DM*. Число пульсаров (*n*) в области усреднения оставалось постоянным, а граница области плавно перемещалась в сторону увеличения *DM*. Численные расчеты показали, что уже при значении $n=8$ получается довольно устойчивая зависимость средних значений *RM* и B_L от среднего значения *DM*. Из табл.2 видно, что средние значения *RM* и B_L отрицательны при малых *DM* и положительны, начиная с $DM=30 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$. Это означает, что, примерно, при значении $DM=15 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$ магнитное поле меняет свое направление на противоположное, отчего и компенсируется отрицательный вклад первой области, примерно, на расстояниях со значениями $DM=30 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$.

Данные табл.1 были также использованы для построения двухмерного распределения знаков *RM* пульсаров в направлении спирального рукава Стрельца (рис.1). На рис.1 на горизонтальной оси приведены расстояния пульсаров от Солнца в плоскости Галактики (*d*). Несколько пульсаров с

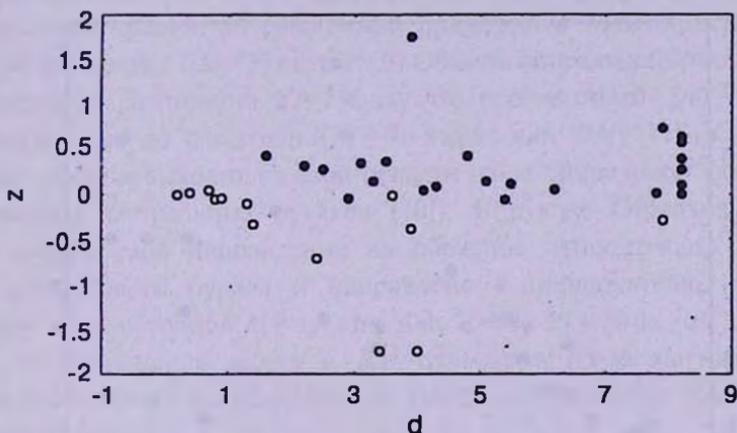


Рис.1. Двухмерное распределение знаков *RM* пульсаров в направлении спирального рукава Стрельца. *d* - расстояния пульсаров от Солнца в плоскости Галактики, *z* - расстояния пульсаров от плоскости Галактики. Для положительных *RM* - кружки черные.

очень большими расстояниями ($d \geq 8 \text{ кпк}$) на рисунке расположены на $d=8.2 \text{ кпк}$ (с целью получения более компактного рисунка). На вертикальной оси приведены расстояния пульсаров от плоскости Галактики (*z*). Значения *z* положительны в Северном полушарии и отрицательны в Южном полушарии Галактики. Надо отметить, что 3 пульсара с $|z|=1.75 \text{ кпк}$, в действительности расположены дальше от Солнца и от плоскости Галактики. Их расстояния несколько меньше реальных из-за принятых ограничений в модели распределения электронной плотности в Галактике [11]. Пульсары отмечены

кружочками - черными, если RM положительна (проекция магнитного поля на луч зрения направлена к наблюдателю), и белыми, если значение RM отрицательно. Из рассмотрения были исключены 3 близких пульсара, расположенных на большой галактической широте ($b \geq 40^\circ$) и, следовательно, вне области локального Орионового рукава. Распределение знаков RM пульсаров (рис.1) без исключения подчиняется следующим закономерностям: а) Все пульсары до расстояний в плоскости Галактики меньше 1.5 кпк имеют отрицательные RM ; б) Пульсары с расстояниями больше 1.5 кпк и имеющие отрицательные значения RM расположены исключительно в Южном полушарии Галактики. Абсолютные значения RM этих пульсаров чрезвычайно малы и не соответствуют их расстояниям (см. табл.1). Среднее значение магнитного поля по этим пульсарам оценивается порядка 0.1 Микро Гаусс (μG); в) Пульсары с расстояниями больше 1.5 кпк и с положительными RM расположены в Северном полушарии Галактики, кроме двух пульсаров, расположенных в Южном полушарии, но очень близко к плоскости Галактики (расстояния от плоскости Галактики этих пульсаров $50 + 60$ пк). Значения RM в этой области довольно монотонно растут до нескольких сотен рад/ m^2 с расстоянием от Солнца до $d = 8$ кпк. Последнее утверждение хорошо видно также на рис.2.

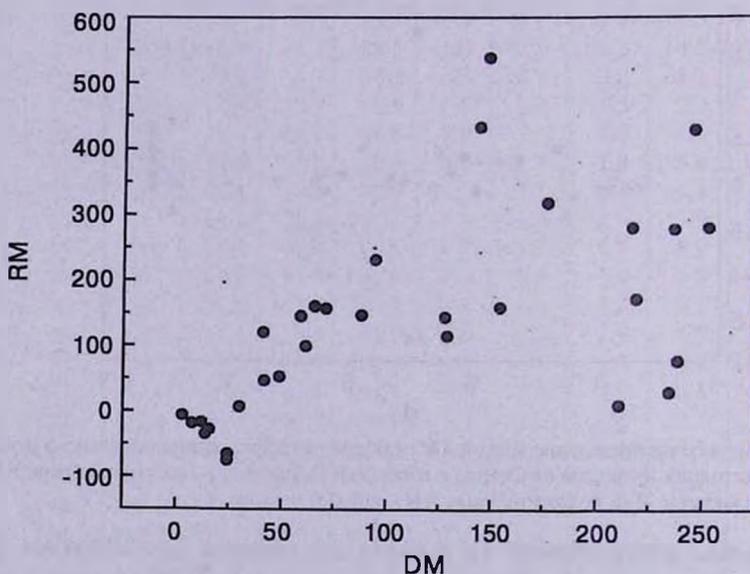


Рис.2. Распределение RM пульсаров в зависимости от их DM .

На рис.2 приводится распределение мер вращений пульсаров в зависимости от их мер дисперсий. Используются все пульсары из рис.1, кроме 6 пульсаров, отмеченных в пункте (б) предыдущего абзаца, по причине, что эти пульсары, как будет показано ниже, расположены вне области спирального рукава

Стрельца. Из рисунка видно, что до значения $DM = 25 + 30 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$ значения RM пульсаров отрицательны, а их абсолютные значения растут почти линейно. Начиная с $DM = 30 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, значения RM положительны и линейно растут до значений $DM = 175 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, после чего намечается насыщение и даже некоторый спад в значениях RM . Интересно отметить, что 4 пульсара правого нижнего угла на рис.2, имеющие $DM > 200 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, являются относительно молодыми (их возраст меньше миллиона лет). Как показано в работе [12], большие значения DM у молодых пульсаров могут быть обусловлены связанными с ними НII-областями. Тогда эти пульсары могут оказаться близкими объектами, чем и можно объяснить относительно малые значения их RM . Таким образом, если, учитывая сказанное, исключить из рассмотрения эти пульсары или на рис.2 перемещать их налево примерно на $100 - 150 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$ [12], то получится лучшая линейная зависимость между RM и DM .

Отметим, что распределения на рис.1 и 2 и полученные в настоящей работе результаты в основном согласуются с принятыми моделями магнитного поля Галактики. Согласно этой модели: а) Составляющая магнитного поля на луч зрения в локальном Орионовом рукаве направлена от наблюдателя, поскольку значения RM пульсаров отрицательны. Эта область простирается до расстояний примерно $d = 750 \text{ пк}$, или по мерам дисперсий порядка $DM = 15 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$; б) Область спирального рукава Стрельца начинается с расстояния $d = 750 \text{ пк}$, что соответствует $DM = 15 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, и простирается до расстояний $d = 7 - 8 \text{ кпк}$, или $DM = 175 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, после чего луч зрения выходит из этой области из-за спиральной формы рукава (см. модель спиральных рукавов [10]). В рукаве Стрельца магнитное поле меняет свое направление на обратное относительно магнитного поля Орионного рукава и направлено к наблюдателю (к Солнцу), поэтому до расстояний $d = 1.5 \text{ кпк}$ или $DM = 25 + 30 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$ (см. рис.1 и 2) отрицательный вклад в RM пульсаров из-за магнитного поля Орионного рукава компенсируется, после чего значения RM становятся положительными.

Отметим, что есть некоторое несогласие наших результатов с принятыми моделями магнитного поля. Главным из них является то, что в направлении рукава Стрельца магнитное поле в Южном полушарии Галактики, хотя очень слабо (порядка $0.1 \mu G$), но направлено противоположно к полю Северного полушария. Граница изменения направления магнитного поля параллельна плоскости Галактики и расположена в Южном полушарии, примерно на расстоянии $z = 50 \text{ пк}$ от плоскости Галактики. Поскольку трудно представить, что направление магнитного поля может меняться на противоположное в тонком слое спирального рукава, мы предполагаем, что спиральный рукав Стрельца,

в области $40^\circ < l < 77^\circ$ полностью находится севернее упомянутой границы, то есть граница изменения направления крупномасштабного магнитного поля находится вне спирального рукава Стрельца. Такое предположение согласуется также с распределением пульсаров в области рукава Стрельца (рис.1). Почти все пульсары (25 из 30 пульсаров) расположены выше упомянутой границы. Отрицательные значения RM нескольких пульсаров Южного полушария в области $40^\circ < l < 77^\circ$ можно отнести к вкладу магнитного поля галактического гало (см., например, [1,4,6]). Надо отметить, что некоторая асимметрия распределения знаков мер вращений относительно плоскости Галактики была также получена в работе [13].

Напряженность составляющего магнитного поля Орионового рукава на направление рукава Стрельца ($l_0 = 55^\circ$), по данным пульсаров из рис.2, порядка $-2.8\mu G$. Напряженность магнитного поля в области рукава Стрельца, учитывая отрицательный вклад магнитного поля локального Орионового рукава в RM пульсаров рукава Стрельца, оценивается порядка $3.2\mu G$.

4. *Флуктуация магнитного поля.* В предыдущем разделе мы, фактически, изучали регулярное магнитное поле спирального рукава Стрельца. Однако в межзвездной среде, кроме регулярного магнитного поля, существует также флуктуационный компонент галактического поля, который по многим оценкам даже больше, чем регулярный компонент. В настоящем разделе для изучения флуктуации магнитного поля в направлении спирального рукава Стрельца были взяты данные 31 пульсара, использованные при построении рис.2. Для обработки данных используется метод, аналогичный использованному Йокипи и Лерхом [8] для внегалактических радиоисточников, и Рuzмайкина и Соколова [14] - для пульсаров. В отличие от упомянутых работ, в которых использовалась зависимость мер вращения от расстояния пульсара, мы использовали зависимость RM от DM

$$RM(DM) = \alpha \int B_L(DM) d(DM), \quad (5)$$

полученную путем интегрирования формулы (4) от 0 до данного значения DM . Для целей статистической обработки важно знать среднее значение $\langle RM(DM) \rangle$, являющееся регулярной частью мер вращения, и дисперсию $\sigma_{RM}^2(DM)$ флуктуационной части RM . Используя результаты математических преобразований из работ [8] и [14], полученных при предположении однородности турбулентной среды, можно написать следующие формулы:

$$\sigma_{RM}^2(DM) = \alpha^2 C_0 (DM)^2 \quad \text{для } DM \leq \lambda, \quad (6)$$

$$\sigma_{RM}^2(DM) = 2\alpha^2 \lambda C_0 (DM - \lambda/2), \quad \text{для } DM > \lambda. \quad (7)$$

В формулах (6) и (7) C_0 является дисперсией величины B_L , а λ -

характерный масштаб (в единицах DM) флуктуации магнитного поля (то расстояние, на котором величина B_L изменяется примерно $e = 2.71$ раза). В этих формулах неизвестными являются упомянутые величины λ и C_0 , для нахождения которых по наблюдательным данным надо найти зависимость σ_{RM}^2 от DM . Расчеты были сделаны, используя данные 31 пульсара рис.2 из области $30 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3} < DM < 255 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$ и вышеупомянутый метод усреднения. Расчеты показали, что характерный масштаб флуктуации магнитного поля λ порядка $15 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, или 300 пк по расстояниям, а дисперсия величины B_L - $2.5 \mu G$, то есть почти того же порядка, что и величина регулярного поля. Однако надо отметить, что эти величины сильно зависят от принятых границ рассматриваемой области. Например, если ограничиваться только областью $30 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3} < DM < 175 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, то есть областью, где луч зрения проходит только через спиральный рукав Стрельца, характерный масштаб флуктуации магнитного поля увеличивается до порядка $100 \text{ пк} \cdot \text{см}^{-3}$, по мерам дисперсии и 2 кпк по расстояниям, а дисперсия величины B_L уменьшается до $1.3 \mu G$. Таким образом, основной вывод настоящего раздела можно сформулировать следующим образом: магнитное поле внутри спирального рукава Стрельца в большой степени упорядочено, а его флуктуационная часть почти в два раза меньше регулярной.

Работа выполнена в рамках программы INTAS No.0849.

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

MAGNETIC FIELD IN THE SELECTED DIRECTIONS OF THE GALAXY, THE DIRECTION OF THE SAGITTARIUS SPIRAL ARM

R.R.ANDREASYAN, M.A.HOVHANNISYAN, M.R.ANDREASYAN

The magnetic field and its fluctuation is studied in detail in the direction of the Sagittarius spiral arm using the data of Faraday rotation of 40 pulsars. The results are mainly in the good agreement with the known models of the Galactic magnetic field. The magnetic field with the value of about $3.2 \mu G$ is directed from the galactic longitude $l_0 = 55^\circ$ to the Sun. However we find the asymmetry in the distribution of the pulsars rotation measure sign relatively to the plane, located parallel to the Galactic plane at the distance $50 \div 60 \text{ pc}$ from it in the Southern hemisphere of Galaxy. All the pulsars with

dispersion measures larger $30 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$, located above this plane, have linearly increasing positive rotation measures, while the pulsars located under this plane have unusually absolutely little negative rotation measures. We conclude, that the Sagittarius spiral arm is fully located above this plane, and the negative rotation measures of Southern pulsars are conditioned by the magnetic field of the halo of Southern hemisphere of the Galaxy. The magnetic field in the Sagittarius spiral arm is in a high degree regular, and the fluctuating component is at last 2 time weaker than the regular component.

Key words: *Galaxy:magnetic fields*

ЛИТЕРАТУРА

1. P.P.Андреасян, А.Н.Макаров, *Астрофизика*, **28**, 419, 1988.
2. P.P.Андреасян, А.Н.Макаров, *Астрофизика*, **30**, 170, 1989.
3. R.J.Rand, A.G.Lyne, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **268**, 497, 1994.
4. J.L.Han, R.N.Manchester, E.M.Berkhuijsen, R.Beck, *Astron. Astrophys.*, **322**, 98, 1997.
5. C.Indrani, A.A.Deshpande, *New Astronomy*, **4**, 33, 1998.
6. J.L.Han, R.N.Manchester, A.G.Lyne, G.J.Qiao, *Astrophys. J.*, **570**, L17, 2002.
7. R.N.Manchester, *Astrophys. J.*, **172**, 43, 1972.
8. J.R.Jokipii, I.Lerche, *Astrophys. J.*, **157**, 1137, 1969.
9. J.H.Taylor, R.N.Manchester, A.G.Lyne, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **88**, 529, 1993.
10. Y.P.Georgelin, Y.M.Georgelin, *Astron. Astrophys.*, **49**, 57, 1976.
11. J.H.Taylor, J.M.Cordes, *Astrophys. J.*, **411**, 674, 1993.
12. А.В.Пынзарь, В.И.Шушов, *Астрон. ж.*, **78**, No.7, 585, 2001.
13. A.G.Lyne, F.Graham Smith, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **237**, 533, 1989.
14. A.A.Ruzmaikin, D.D.Sokoloff, *Astrophys. Space Sci.*, **52**, 375, 1977.

УДК: 52-852

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МИЛНА ДЛЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ АТМОСФЕРЫ

П.С.ШТЕРНИН^{1,2}, Ю.Н.ГНЕДИН², Н.А.СИЛАНТЬЕВ³

Поступила 7 февраля 2003

Принята к печати 25 марта 2003

Получено численное решение задачи Милна для замагниченной полубесконечной электронной атмосферы для случая, когда магнитное поле направлено вдоль нормали к среде. Результаты вычислений углового распределения, степени линейной поляризации и позиционного угла наклона плоскости поляризации выходящего излучения представлены в таблицах для ряда значений параметра, характеризующего фарадеевское вращение плоскости поляризации, и значений степени истинного поглощения света в атмосфере $g=0, 0.2$ и 0.4 . Предполагается, что магнитное поле $B \leq 10^6$ Гс, так что сечение рассеяния в оптическом диапазоне чисто томсоновское.

1. *Введение.* В горячих электронных атмосферах и оболочках звезд, в аккреционных дисках вблизи квазаров и ядер активных галактик при наличии магнитного поля излучение подвержено эффекту фарадеевского вращения плоскости поляризации. Угол поворота ψ связан с параметрами среды и длиной пути прохождения света l соотношением [1]:

$$\psi = \frac{1}{2} \delta \tau_T \cos \theta, \quad (1)$$

где $\tau_T = N_e l \sigma_T$ - томсоновская оптическая толщина пути прохождения света, $\sigma_T = (8\pi/3)r_e^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ - томсоновское сечение рассеяния, $r_e = e^2/m_e c^2 = 2.82 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ - классический радиус электрона, N_e - концентрация электронов, и θ - угол между направлением \vec{n} пучка света и магнитным полем \vec{B} . Плоскость поляризации испытывает правовинтовое вращение при $\theta < 90^\circ$, и обратное при $\theta > 90^\circ$, если смотреть вдоль направления распространения света. Параметр δ численно равен углу поворота плоскости поляризации на пути $\tau_T = 2$ вдоль магнитного поля и выражается формулой:

$$\delta = \frac{3}{4\pi} \frac{\lambda}{r_e} \frac{\omega}{\omega_B} \approx 0.8 \lambda^2 (\mu m) B(G), \quad (2)$$

Здесь, $\lambda = 2\pi c/\omega$ - длина волны излучения, $\omega = 2\pi\nu$ - круговая частота света, $\omega_B = |e|B/m_e c$ - циклотронная частота вращения электрона в магнитном поле, $\omega_B/\omega \approx 0.93 \cdot 10^{-8} \lambda (\mu m) B(G)$.

В общем случае эллиптически поляризованного света фарадеевское вращение описывает поворот эллипса поляризации при прохождении

света в замагниченной среде.

Для атмосфер с $\omega_B/\omega \ll 1$ право и лево поляризованные по кругу электромагнитные волны распространяются в среде независимо со своими фазовыми скоростями, соответствующими показателям преломления n_r и n_l . Линейно поляризованную волну можно представить как сумму право и лево поляризованных когерентных волн, и различие фазовых скоростей этих волн приводит к вращению плоскости поляризации ($\psi = 0.5(\omega/c)l(n_l - n_r)$). Для $\omega_B/\omega \ll 1$ сечения рассеяния всех волн совпадают с томсоновским сечением σ_T . Только этот случай мы и будем здесь рассматривать. Для оптического диапазона длин волн ($\lambda \approx 0.5\mu m$) это означает $B \leq 10^6$ Гс.

Наличие фарадеевского вращения приводит к деполяризации излучения, так как к наблюдателю приходит свет с различных оптических толщин, испытавший различные повороты плоскости поляризации.

Мы рассмотрим, так называемую, задачу Милна, т.е. многократное рассеяние света в полубесконечной плоскопараллельной атмосфере, когда источники неполяризованного излучения расположены на очень большой оптической глубине от поверхности атмосферы. Кроме рассеяния света на электронах, мы будем учитывать также истинное поглощение света, степень которого обозначим через q ($q = \sigma_a/(\sigma_a + \sigma_T)$, где σ_a - сечение истинного поглощения). Задача Милна соответствует условиям в атмосферах звезд, а также прохождению света через оптически толстые звездные оболочки и аккреционные диски.

Обычно при решении задачи Милна используют принцип инвариантности Амбарцумяна [2], т.е. независимость углового распределения и поляризации выходящего излучения от добавления (или отнятия) к полубесконечной атмосфере какою-либо слоя. При этом интенсивность и поляризация выходящего излучения выражаются через, так называемые, H -функции, удовлетворяющие нелинейному интегральному уравнению только по угловым переменным. Чандрасекаром (см. [3]) был предложен весьма эффективный метод решения этого уравнения - метод "вилки", когда последовательные приближения представляют H -функцию с недостатком и избытком. Для замагниченных атмосфер принцип инвариантности был применен в работах [1,4,5], где получены системы нелинейных уравнений для тензорных H -функций. К сожалению, эффективного метода решения этих весьма громоздких систем получено не было. Для наиболее интересного случая консервативной атмосферы ($q=0$) метод итераций сходится очень плохо. Отметим, что даже в самом простом случае перпендикулярного к поверхности атмосферы магнитного поля необходимо решать систему шести нелинейных уравнений.

Однако, для больших значений параметра фарадеевского вращения,

$\delta \gg 1$, метод H -функций позволил получить простые асимптотические решения задачи Милна и задач со степенным и экспоненциальным распределением источников в замагниченной атмосфере (см. [6]). Эти решения пригодны для случая произвольного наклона магнитного поля относительно внешней нормали \vec{N} к атмосфере. Отметим, что в отсутствие магнитного поля численные решения вышеупомянутых задач были получены в работах [7] и [8].

Для значений $\delta \leq 1$ и произвольном наклоне магнитного поля все методы решения приводят к чрезвычайно громоздким формулам и вычислениям. Для магнитного поля \vec{B} , направленного вдоль нормали \vec{N} к поверхности атмосферы, вычисления сильно упрощаются, т.к. задача имеет аксиальную симметрию. В работе [9] задача Милна для $\vec{B} \parallel \vec{N}$ была решена методом Монте-Карло, а в [10] - методом Feautrier. Однако результаты этих вычислений, представленные в виде графиков, иногда довольно сильно различаются. В данной работе задача Милна для $\vec{B} \parallel \vec{N}$ решена классическим методом Чандрасекара [3], использующим гауссовы квадратурные формулы для сведения интегро-дифференциального уравнения переноса к системе линейных дифференциальных уравнений. Увеличивая порядок гауссовых квадратур и сравнивая результаты, можно оценить точность получаемых решений. Мы добились точности в первых четырех значащих цифрах. Это наиболее точные решения задачи Милна к настоящему времени. В некоторых случаях наши результаты на 10-15% отличаются от менее точных расчетов в работе [10]. Весьма важно, что полученные результаты позволяют оценить точность простых асимптотических формул работы [6].

2. *Решение задачи Милна.* Рассмотрим задачу Милна для случая, когда магнитное поле \vec{B} направлено вдоль внешней нормали \vec{N} к полубесконечной атмосфере. В отсутствие магнитного поля, как известно (см. [3]), задача сводится к системе связанных между собой уравнений для интенсивности $I(\tau, \mu)$ и поляризационного параметра Стокса $Q(\tau, \mu)$ (или для интенсивностей излучения, поляризованных в плоскости (\vec{n}, \vec{N}) или в перпендикулярной плоскости, $I_x(\tau, \mu)$ и $I_y(\tau, \mu)$, соответственно; $I = I_x + I_y$, $Q = I_x - I_y$). Здесь, $\mu = \cos \nu$ - косинус угла между направлением распространения света \vec{n} и нормалью \vec{N} , τ - оптическая толщина с учетом поглощения, отсчитываемая от поверхности в глубину среды. Как обычно, мы выбрали ось x системы наблюдателя, лежащей в плоскости (\vec{n}, \vec{N}) при \vec{n} - направление на телескоп. Напомним, что классическое решение Чандрасекара дает для выходящего излучения ($\tau = 0$) вытянутость углового распределения $J(\mu = 1) \equiv I(\mu = 1)/I(\mu = 0) = 3.06$ и максимальную степень поляризации при $\mu = 0$, равную 11.71%, причем колебания электрического вектора излучения для всех μ перпендикулярны плоскости (\vec{n}, \vec{N}) , т.е. $Q(\mu) < 0$.

Наличие магнитного поля приводит к появлению параметра Стокса $U(\tau, \mu) = I_{x'} - I_{y'}$, где x' и y' - оси координат, повернутые в положительном (правовинтовом) направлении на 45° от основных x и y осей. Наличие параметра U означает, что плоскость поляризации уже не перпендикулярна к плоскости $(\vec{n}\vec{N})$. Напомним, что угол наклона χ этой плоскости относительно перпендикулярной к $(\vec{n}\vec{N})$ плоскости определяется соотношением $\text{tg}(2\chi) = U/Q$. Азимутальная симметрия рассматриваемого случая $\vec{B} \parallel \vec{N}$ приводит к тому, что параметр U не дает вклада в процесс рассеяния на электроны, т.е. интегральный член уравнения переноса совпадает со случаем $B=0$. Параметр U в данной ситуации полностью определяется процессом фарадеевского вращения при выходе из атмосферы. Это означает, что угол χ отсчитывается от плоскости осцилляций в отсутствие магнитного поля правовинтовым образом относительно луча зрения на телескоп при магнитном поле, направленном наружу из среды. При магнитном поле, направленном внутрь атмосферы, угол χ отсчитывается в обратном направлении.

Система уравнений для $I(\tau, \mu)$, $Q(\tau, \mu)$ и $U(\tau, \mu)$, согласно общим формулам (см. [1,4]), имеет вид:

$$\mu \frac{d}{d\tau} I(\tau, \mu) = I(\tau, \mu) - \frac{3}{16} (1-q) \int_{-1}^1 d\mu' \left\{ \left[(3 - \mu'^2) + \mu^2 (3\mu'^2 - 1) \right] I(\tau, \mu') + (1 - 3\mu^2)(1 - \mu'^2) Q(\tau, \mu') \right\} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mu \frac{d}{d\tau} Q(\tau, \mu) &= Q(\tau, \mu) + (1-q) \delta\mu U(\tau, \mu) - \\ &- \frac{3}{16} (1-q) (1 - \mu^2) \int_{-1}^1 d\mu' \left[(1 - 3\mu'^2) I(\tau, \mu') + 3(1 - \mu'^2) Q(\tau, \mu') \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\mu \frac{d}{d\tau} U(\tau, \mu) = U(\tau, \mu) - (1-q) \delta\mu Q(\tau, \mu). \quad (5)$$

Напомним, что q - степень истинного поглощения света, τ - полная оптическая толщина с учетом поглощения, для $\vec{B} \parallel \vec{N}$ $\cos\theta = \mu$.

Граничные условия к системе (3)-(5) обычные: $I(0, -\mu) = 0$, $Q(0, -\mu) = 0$ и $U(0, -\mu) = 0$, т.е. нет падающего извне излучения. Кроме того, принимается, что все параметры Стокса при $\tau \rightarrow \infty$ не имеют экспоненциально растущих членов. Следуя методу Чандрасекара [3], заменяем при помощи гауссовых квадратур интегральные члены на суммы, где параметры берутся в дискретных точках μ_i : $I_i = I(\tau, \mu_i)$, $Q_i = Q(\tau, \mu_i)$ и $U_i = U(\tau, \mu_i)$. Точки μ_i являются корнями полинома Лежандра $P_{2n}(\mu)$. Число n определяет порядок квадратурной формулы Гаусса. В результате система интегродифференциальных уравнений (3)-(5) превращается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\mu_i \frac{d}{d\tau} I_i = I_i - \frac{3}{16} (1-q) \sum_{j=\pm 1}^{\pm n} a_j \{ [(3-\mu_j^2) + \mu_i^2(3\mu_j^2-1)] I_j + (1-3\mu_i^2)(1-\mu_j^2) Q_j \}, \quad (6)$$

$$\mu_i \frac{d}{d\tau} Q_i = Q_i + (1-q)\delta\mu_i U_i - \frac{3}{16} (1-q)(1-\mu_i^2) \sum_{j=\pm 1}^{\pm n} a_j [(1-3\mu_j^2) I_j + 3(1-\mu_j^2) Q_j], \quad (7)$$

$$\mu_i \frac{d}{d\tau} U_i = U_i - (1-q)\delta\mu_i Q_i. \quad (8)$$

Здесь, μ_i - корни полинома Лежандра ($P_{2n}(\mu_i) = 0$), $\mu_{-i} = -\mu_i$, а a_i - известные веса квадратурной формулы Гаусса, $a_{-i} = a_i$.

Решение системы (6)-(8) ищем в виде:

$$I_i = g_i \exp(-k\tau), \quad Q_i = h_i \exp(-k\tau), \quad U_i = f_i \exp(-k\tau). \quad (9)$$

Подстановка (9) в (6)-(8) приводит к соотношениям:

$$f_i = \frac{(1-q)\delta\mu_i}{1+k\mu_i} h_i, \quad g_i = \frac{\beta - \alpha\mu_i^2}{1+k\mu_i}, \quad h_i = \alpha \frac{(1-\mu_i^2)(1+k\mu_i)}{(1+k\mu_i)^2 + [(1-q)\delta\mu_i]^2}. \quad (10)$$

Для нахождения чисел α и β из уравнений (6) и (7) получается однородная система алгебраических уравнений. Условие разрешимости этой системы - равенство нулю определителя приводит к характеристическому уравнению для нахождения собственных чисел k . Из получающейся однородной системы второго порядка мы можем определить только отношение α/β , так что одно из чисел α или β остается неизвестным. Это число находится из условия заданности потока F излучения, выходящего из атмосферы.

В результате мы получили значения углового распределения

$$J(\mu) = I(0, \mu) / I(0, 0), \quad (11)$$

степени поляризации

$$p(\mu) = \frac{\sqrt{Q^2(0, \mu) + U^2(0, \mu)}}{I(0, \mu)}, \quad (12)$$

и угла наклона $\chi(\mu)$ колебаний электрического вектора излучения относительно плоскости, перпендикулярной плоскости (\vec{n}, \vec{N}) :

$$\text{tg}(2\chi) = \frac{U(0, \mu)}{Q(0, \mu)}. \quad (13)$$

В таблицах 1-6 эти величины представлены для ряда значений параметров δ и q .

3. *Заключение.* Приведем краткий анализ полученных результатов и их качественное объяснение. Прежде всего видно, что поляризация излучения $p(\mu)$ с ростом параметра δ приобретает все более пикообразный вид, с максимумом при $\mu = 0$, т.е. в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Это проявление деполяризации излучения из-за

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\mu)\%$, УГЛА НАКЛОНА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ χ° И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $J(\mu)$ ДЛЯ ВЫХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ $q=0$

$\delta = 0$				1			2			3		
μ	p	χ	J									
0	11.71	0	1	11.56	0	1	11.26	0	1	10.98	0	1
0.05	8.997	0	1.1433	8.865	1.29	1.1437	8.497	2.537	1.1441	8.141	3.748	1.1442
0.10	7.467	0	1.2627	7.268	2.40	1.2635	6.842	4.650	1.2640	6.425	6.760	1.2642
0.15	6.323	0	1.3742	6.098	3.38	1.3752	5.633	6.439	1.3758	5.183	9.213	1.3760
0.20	5.430	0	1.4815	5.176	4.25	1.4827	4.693	7.962	1.4833	4.234	11.22	1.4832
0.25	4.682	0	1.5862	4.424	5.03	1.5875	3.939	9.267	1.5880	3.491	12.88	1.5877
0.30	4.052	0	1.6891	3.795	5.72	1.6905	3.322	10.39	1.6907	2.896	14.26	1.6902
0.35	3.511	0	1.7907	3.259	6.35	1.7920	2.809	11.37	1.7920	2.414	15.43	1.7912
0.40	3.040	0	1.8912	2.798	6.91	1.8926	2.377	12.23	1.8923	2.016	16.41	1.8911
0.45	2.625	0	1.9910	2.397	7.42	1.9923	2.008	12.98	1.9916	1.684	17.26	1.9901
0.50	2.257	0	2.0901	2.045	7.89	2.0913	1.692	13.65	2.0903	1.404	18.00	2.0885
0.55	1.927	0	2.1887	1.733	8.31	2.1898	1.417	14.24	2.1884	1.166	18.64	2.1862
0.60	1.630	0	2.2869	1.455	8.70	2.2879	1.178	14.78	2.2859	0.960	19.20	2.2834
0.65	1.360	0	2.3847	1.206	9.06	2.3855	0.967	15.26	2.3831	0.783	19.70	2.3802
0.70	1.115	0	2.4822	0.982	9.39	2.4829	0.780	15.69	2.4800	0.627	20.14	2.4766
0.75	0.890	0	2.5795	0.779	9.70	2.5799	0.613	16.08	2.5765	0.490	20.53	2.5728
0.80	0.683	0	2.6765	0.595	9.98	2.6767	0.465	16.44	2.6728	0.369	20.89	2.6687
0.85	0.493	0	2.7733	0.426	10.24	2.7733	0.331	16.77	2.7688	0.262	21.21	2.7643
0.90	0.316	0	2.8700	0.272	10.49	2.8697	0.210	17.07	2.8646	0.165	21.51	2.8597
0.95	0.152	0	2.9665	0.131	10.72	2.9659	0.100	17.35	2.9603	0.078	21.77	2.9550
1	0	0	3.0628	0	10.95	3.0620	0	17.60	3.0558	0	22.02	3.0500

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\mu)\%$, УГЛА НАКЛОНА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ χ° И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $J(\mu)$ ДЛЯ ВЫХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ $q=0$

$\delta = 4$				5			6			7		
μ	p	χ	J									
0	10.75	0	1	10.56	0	1	10.40	0	1	10.28	0	1
0.05	7.802	4.913	1.1446	7.550	6.078	1.1447	7.336	7.218	1.1446	7.141	8.331	1.1445
0.10	6.020	8.724	1.2646	5.712	10.64	1.2646	5.434	12.43	1.2644	5.175	14.11	1.2642
0.15	4.751	11.71	1.3762	4.418	14.06	1.3761	4.120	16.17	1.3758	3.848	18.06	1.3755
0.20	3.805	14.06	1.4834	3.477	16.64	1.4831	3.190	18.88	1.4826	2.936	20.82	1.4822
0.25	3.083	15.94	1.5876	2.776	18.62	1.5872	2.515	20.89	1.5866	2.291	22.81	1.5860
0.30	2.520	17.45	1.6899	2.243	20.17	1.6893	2.012	22.42	1.6885	1.818	24.29	1.6879
0.35	2.074	18.69	1.7907	1.828	21.41	1.7899	1.627	23.62	1.7890	1.462	25.43	1.7882
0.40	1.713	19.71	1.8903	1.499	22.41	1.8894	1.326	24.57	1.8883	1.186	26.33	1.8874
0.45	1.418	20.57	1.9891	1.232	23.24	1.9880	1.085	25.35	1.9867	0.967	27.06	1.9857

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0.50	1.173	21.30	2.0871	1.014	23.94	2.0858	0.890	26.00	2.0844	0.790	27.66	2.0833
0.55	0.968	21.93	2.1846	0.832	24.53	2.1831	0.728	26.55	2.1815	0.645	28.16	2.1803
0.60	0.793	22.48	2.2815	0.679	25.03	2.2799	0.592	27.01	2.2781	0.524	28.59	2.2768
0.65	0.643	22.95	2.3780	0.549	25.47	2.3762	0.478	27.41	2.3743	0.422	28.95	2.3728
0.70	0.513	23.37	2.4742	0.437	25.85	2.4722	0.379	27.76	2.4701	0.334	29.27	2.4685
0.75	0.399	23.74	2.5700	0.339	26.19	2.5679	0.294	28.06	2.5657	0.259	29.55	2.5639
0.80	0.300	24.07	2.6656	0.254	26.49	2.6633	0.220	28.33	2.6609	0.194	29.79	2.6591
0.85	0.212	24.37	2.7610	0.179	26.76	2.7585	0.155	28.57	2.7559	0.136	30.01	2.7540
0.90	0.133	24.64	2.8561	0.113	27.00	2.8534	0.097	28.79	2.8507	0.085	30.20	2.8486
0.95	0.063	24.88	2.9511	0.053	27.22	2.9482	0.046	28.98	2.9454	0.040	30.38	2.9432
1	0	25.10	3.0459	0	27.41	3.0428	0	29.16	3.0398	0	30.53	3.0375

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\mu)\%$, УГЛА НАКЛОНА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ χ° И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $J(\mu)$ ДЛЯ ВЫХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ $q=0$

$\delta = 8$				9			10			100		
μ	p	χ	J									
0	10.17	0	1	10.08	0	1	10.01	0	1	9.173	0	1
0.05	6.959	9.413	1.1444	6.787	10.46	1.1444	6.622	11.48	1.1444	1.540	37.72	1.1441
0.10	4.931	15.67	1.2641	4.702	17.11	1.2640	4.487	18.46	1.2639	0.706	40.44	1.2631
0.15	3.601	19.76	1.3753	3.377	21.28	1.3751	3.174	22.63	1.3749	0.430	41.37	1.3734
0.20	2.713	22.51	1.4819	2.516	23.99	1.4816	2.342	25.29	1.4814	0.294	41.83	1.4792
0.25	2.097	24.45	1.5856	1.931	25.86	1.5853	1.786	27.08	1.5850	0.215	42.11	1.5821
0.30	1.654	25.87	1.6874	1.515	27.21	1.6869	1.396	28.36	1.6866	0.164	42.29	1.6830
0.35	1.324	26.95	1.7876	1.208	28.23	1.7871	1.109	29.32	1.7867	0.128	42.42	1.7824
0.40	1.070	27.79	1.8867	0.974	29.02	1.8861	0.892	30.06	1.8856	0.102	42.52	1.8807
0.45	0.870	28.47	1.9849	0.790	29.65	1.9843	0.723	30.65	1.9837	0.082	42.60	1.9781
0.50	0.710	29.02	2.0824	0.643	30.16	2.0817	0.588	31.13	2.0810	0.066	42.66	2.0747
0.55	0.578	29.49	2.1793	0.523	30.59	2.1785	0.478	31.53	2.1778	0.053	42.71	2.1708
0.60	0.469	29.88	2.2757	0.424	30.95	2.2748	0.387	31.86	2.2740	0.043	42.75	2.2664
0.65	0.377	30.21	2.3716	0.341	31.26	2.3707	0.310	32.14	2.3699	0.034	42.78	2.3615
0.70	0.299	30.50	2.4673	0.270	31.52	2.4662	0.246	32.39	2.4653	0.027	42.81	2.4564
0.75	0.231	30.75	2.5625	0.209	31.76	2.5614	0.190	32.60	2.5605	0.021	42.83	2.5509
0.80	0.173	30.98	2.6576	0.156	31.96	2.6564	0.142	32.79	2.6554	0.015	42.86	2.6451
0.85	0.121	31.17	2.7524	0.109	32.14	2.7511	0.099	32.95	2.7500	0.011	42.88	2.7391
0.90	0.076	31.35	2.8470	0.068	32.30	2.8456	0.062	33.10	2.8445	0.007	42.89	2.8329
0.95	0.036	31.51	2.9414	0.032	32.44	2.9399	0.029	33.23	2.9387	0.003	42.91	2.9265
1	0	31.65	3.0356	0	32.57	3.0341	0	33.35	3.0328	0	42.92	3.0200

Фарадеевского вращения, т.к. выходящее из среды излучение состоит из потоков света, испытавших различные фарадеевские повороты плоскости поляризации. Одновременно, с ростом δ , увеличивается и угол поворота χ плоскости поляризации выходящего излучения относительно плоскости

поляризации в отсутствие магнитного поля, т.е. относительно перпендикулярной к $(\vec{n}\vec{N})$ плоскости. В пределе $\delta \rightarrow \infty$ угол $\chi \rightarrow 45^\circ$. Такое поведение угла поворота χ можно качественно объяснить следующим образом. Выходящее излучение в основном идет из внешнего слоя атмосферы с $\tau/\mu = 1$. Параметр Стокса $U(\mu)$, согласно уравнению (5), приобретает значение $-Q(\mu)(1-q)\delta\mu\tau/\mu$, что приводит к величине отношения $U(\mu)/Q(\mu) = (1-q)\delta\mu$. Таким образом, угол поворота χ определяется соотношением:

$$\operatorname{tg}(2\chi) = (1-q)\delta\mu. \quad (14)$$

При $(1-q)\delta\mu \gg 1$ угол поворота χ действительно стремится к предельному значению 45° .

Фарадеевское вращение определяется только наличием свободных электронов на пути излучения, т.е. томсоновской оптической толщиной $\tau_T = (1-q)\tau$. При $q \rightarrow 1$ внешний слой атмосферы с $\tau = 1$ содержит слишком мало электронов ($\tau_T \rightarrow 0$), чтобы фарадеевское вращение влияло на расположение плоскости поляризации выходящего излучения. В этом случае в уравнениях переноса (4) и (5) можно пренебречь параметром $U(\tau, \mu)$, и система (3)-(5) превращается в обычные уравнения переноса в отсутствие магнитного поля. Эти качественные рассуждения и оценки носят общий характер, не связанный со спецификой задачи Милна. Таким образом, для любых сильно поглощающих атмосфер ($q \rightarrow 1$) фарадеевское вращение несущественно. Для сильно поглощающих атмосфер задача Милна становится неинтересной, т.к. главную роль играет распределение источников теплового излучения, пропорциональное распределению поглощающих частиц. Как известно, излучение, выходящее из сильно поглощающих атмосфер, практически не поляризовано.

Поляризация, даже в отсутствие магнитного поля, слабо изменяет угловое распределение выходящего излучения. Так, задача Милна с учетом поляризации (уравнения (3) и (4)) дает вытянутость $J(0) = 3.06$, а решение уравнения (3) с отброшенным $Q(\tau, \mu)$ - членом (уравнение только для интенсивности с релеевской индикатрисой рассеяния) приводит к $J(0) = 3.02$, т.е. угловые распределения практически совпадают (см. табл.6).

Фарадеевское вращение приводит к деполяризации излучения для всех направлений распространения, кроме перпендикулярного к магнитному полю. Поэтому, с увеличением параметра δ , вклад поляризационных членов в формирование углового распределения становится все более малым. Уравнение (3) превращается в отдельное уравнение только для интенсивности с релеевской индикатрисой. Наши таблицы показывают постепенное приближение углового распределения к этому предельному виду (см. колонки 3-5 в табл.6) при увеличении параметра фарадеевского вращения δ .

Таблица 4

ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\mu)\%$, УГЛА НАКЛОНА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ χ° И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $J(\mu)$ ДЛЯ ВЫХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ $q=0.2$

$\delta = 1$				5			10			50		
μ	p	χ	J									
0	25.05	0	1	20.12	0	1	18.96	0	1	17.65	0	1
0.05	22.95	1.188	1.1240	17.73	5.774	1.1248	15.67	11.01	1.1251	7.022	31.24	1.1270
0.10	21.53	2.475	1.2337	15.44	11.42	1.2348	11.95	19.69	1.2357	3.491	37.32	1.2386
0.15	20.28	3.868	1.3424	13.09	16.56	1.3436	8.877	25.61	1.3450	2.171	39.53	1.3480
0.20	19.07	5.368	1.4542	10.85	20.96	1.4551	6.650	29.56	1.4567	1.499	40.67	1.4594
0.25	17.85	6.973	1.5715	8.866	24.61	1.5716	5.068	32.27	1.5732	1.095	41.35	1.5752
0.30	16.59	8.681	1.6963	7.190	27.57	1.6949	3.922	34.20	1.6962	0.828	41.81	1.6975
0.35	15.27	10.49	1.8305	5.805	29.97	1.8269	3.070	35.64	1.8277	0.639	42.14	1.8279
0.40	13.91	12.38	1.9761	4.671	31.92	1.9696	2.420	36.75	1.9694	0.499	42.38	1.9784
0.45	12.50	14.35	2.1355	3.745	33.53	2.1249	1.913	37.62	2.1236	0.393	42.58	2.1211
0.50	11.06	16.38	2.3112	2.986	34.86	2.2955	1.512	38.33	2.2928	0.309	42.73	2.2885
0.55	9.605	18.47	2.5065	2.363	35.98	2.4843	1.189	38.91	2.4798	0.243	42.86	2.4734
0.60	8.171	20.58	2.7253	1.850	36.93	2.6951	0.927	39.40	2.6883	0.189	42.96	2.6795
0.65	6.779	22.69	2.9723	1.426	37.75	2.9323	0.713	39.81	2.9229	0.145	43.05	2.9111
0.70	5.456	24.80	3.2537	1.077	38.45	3.2017	0.538	40.16	3.1891	0.109	43.13	3.1738
0.75	4.226	26.87	3.5773	0.790	39.06	3.5108	0.394	40.47	3.4943	0.080	43.19	3.4750
0.80	3.108	28.89	3.9534	0.555	39.60	3.8694	0.277	40.74	3.8483	0.056	43.25	3.8240
0.85	2.120	30.84	4.3958	0.364	40.07	4.2907	0.182	40.98	4.2640	0.037	43.30	4.2339
0.90	1.270	32.72	4.9235	0.211	40.50	4.7928	0.105	41.19	4.7594	0.021	43.35	4.7224
0.95	0.563	34.51	5.5636	0.091	40.88	5.4018	0.046	41.38	5.3603	0.009	43.39	5.3147
1	0	36.21	6.3553	0	41.22	6.1556	0	41.55	6.1043	0	43.42	6.0485

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\mu)\%$, УГЛА НАКЛОНА ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ χ° И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $J(\mu)$ ДЛЯ ВЫХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ $q=0.4$

$\delta = 1$				5			10			50		
μ	p	χ	J									
0	39.89	0	1	33.20	0	1	31.45	0	1	29.49	0	1
0.05	38.30	0.911	1.1055	31.28	4.499	1.1062	28.50	8.75	1.1066	15.00	28.51	1.1087
0.10	37.00	1.924	1.2046	28.93	9.228	1.2054	23.90	16.74	1.2063	7.819	36.17	1.2105
0.15	35.64	3.043	1.3081	25.98	13.92	1.3085	19.02	23.09	1.3100	4.902	39.11	1.3150
0.20	34.13	4.276	1.4198	22.65	18.33	1.4195	14.82	27.81	1.4213	3.379	40.63	1.4265
0.25	32.44	5.633	1.5431	19.24	22.32	1.5413	11.49	31.29	1.5432	2.454	41.55	1.5479
0.30	30.55	7.124	1.6810	16.00	25.81	1.6769	8.933	33.88	1.6785	1.838	42.17	1.6824
0.35	28.46	8.762	1.8370	13.09	28.81	1.8297	6.958	35.85	1.8306	1.401	42.61	1.8332
0.40	26.16	10.56	2.0157	10.56	31.36	2.0038	5.421	37.39	2.0036	1.077	42.95	2.0045
0.45	23.68	12.52	2.2223	8.407	33.53	2.2046	4.213	38.62	2.2027	0.830	43.21	2.2013
0.50	21.04	14.65	2.4643	6.604	35.38	2.4387	3.254	39.61	2.4346	0.638	43.41	2.4302
0.55	18.27	16.94	2.7509	5.110	36.95	2.7155	2.489	40.44	2.7084	0.486	43.58	2.7002

Таблица 5 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
0.60	15.45	19.40	3.0956	3.883	38.31	3.0474	1.876	41.13	3.0364	0.366	43.72	3.0236
0.65	12.63	22.00	3.5168	2.883	39.48	3.4525	1.386	41.72	3.4365	0.270	43.84	3.4177
0.70	9.908	24.71	4.0422	2.078	40.50	3.9573	0.995	42.23	3.9349	0.194	43.95	3.9085
0.75	7.377	27.49	4.7137	1.438	41.39	4.6022	0.687	42.67	4.5718	0.134	44.04	4.5359
0.80	5.123	30.29	5.5996	0.940	42.18	5.4541	0.449	43.05	5.4132	0.088	44.12	5.3652
0.85	3.221	33.06	6.8179	0.562	42.88	6.6284	0.268	43.39	6.5742	0.052	44.18	6.5107
0.90	1.723	35.75	8.5928	0.289	43.50	8.3468	0.138	43.69	8.2758	0.027	44.25	8.1930
0.95	0.650	38.33	11.407	0.106	44.06	11.094	0.050	43.97	11.004	0.010	44.30	10.899
1	0	40.76	16.531	0	44.56	16.170	0	44.21	16.075	0	44.35	15.962

Таблица 6

НЕКОТОРЫЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ МИЛНА В ОТСУТСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. ПЕРВЫЕ ДВЕ КОЛОНКИ ПРЕДСТАВЛЯЮТ ЧАНДРАСЕКАРОВСКИЕ ЗНАЧЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ $p(\mu)\%$, И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $J(\mu)$ ДЛЯ ВЫХОДЯЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ $q=0$. ТРЕТЬЯ, ЧЕТВЕРТАЯ И ПЯТАЯ КОЛОНКИ ОПИСЫВАЮТ УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПОЛУЧЕННОЕ ИЗ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ТОЛЬКО ДЛЯ ИНТЕНСИВНОСТИ С РЕЛЕЕВСКОЙ ИНДИКАТРИСОЙ ПРИ $q=0, 0.2$ И 0.4 , СООТВЕТСТВЕННО. ПОСЛЕДУЮЩИЕ КОЛОНКИ ПРЕДСТАВЛЯЮТ НАШЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МИЛНА ПРИ $q=0.2$ И 0.4

$q=0$			0	0.2	0.4	0.2		0.4	
μ	p	J	J	J	J	p	J	p	J
0	11.71	1	1	1	1	28.63	1	44.54	1
0.05	8.979	1.1460	1.1469	1.1301	1.1122	26.49	1.1236	42.93	1.1052
0.10	7.448	1.2644	1.2647	1.2407	1.2133	25.04	1.2333	41.59	1.2045
0.15	6.311	1.3755	1.3746	1.3496	1.3173	23.80	1.3424	40.21	1.3085
0.20	5.410	1.4826	1.4801	1.4606	1.4284	22.62	1.4549	38.72	1.4212
0.25	4.667	1.5871	1.5828	1.5761	1.5495	21.47	1.5732	37.09	1.5459
0.30	4.041	1.6898	1.6835	1.6981	1.6836	20.30	1.6994	35.30	1.6858
0.35	3.502	1.7913	1.7829	1.8282	1.8340	19.11	1.8355	33.37	1.8445
0.40	3.033	1.8918	1.8810	1.9684	2.0047	17.88	1.9836	31.29	2.0265
0.45	2.619	1.9915	1.9783	2.1208	2.2009	16.61	2.1459	29.08	2.2375
0.50	2.252	2.0906	2.0773	2.2878	2.4290	15.29	2.3254	26.75	2.4849
0.55	1.923	2.1892	2.1709	2.4723	2.6981	13.93	2.5252	24.32	2.7783
0.60	1.627	2.2873	2.2665	2.6778	3.0202	12.52	2.7493	21.79	3.1315
0.65	1.358	2.3851	2.3616	2.9088	3.4128	11.08	3.0029	19.19	3.5635
0.70	1.112	2.4826	2.4564	3.1709	3.9017	9.588	3.2920	16.52	4.1023
0.75	0.888	2.5798	2.5508	3.4712	4.5267	8.062	3.6249	13.81	4.7909
0.80	0.682	2.6768	2.6450	3.8193	5.3529	6.503	4.0122	11.07	5.6988
0.85	0.492	2.7736	2.7389	4.2281	6.4945	4.913	4.4680	8.302	6.9457
0.90	0.316	2.8703	2.8327	4.7151	8.1718	3.297	5.0119	5.528	8.7577
0.95	0.152	2.9667	2.9263	5.3059	10.872	1.658	5.6714	2.758	11.619
1	0	3.0631	3.0197	6.0376	15.932	0	6.4868	0	16.786

Вклад поляризационных членов Q и U при вычислении самой поляризации выходящего из атмосферы излучения гораздо заметнее, чем их влияние на формирование углового распределения. Так, вычисление степени поляризации с использованием известной интенсивности излучения дает вместо 11.71% величину 9.37%. Это означает, что разность $11.71\% - 9.37\% = 2.34\%$ (20% полной поляризации) создается поляризационными членами. Фарадеевское вращение, как видно из таблиц, сильно уменьшает поляризацию и при $\delta \gg 1$ вклад поляризационных членов в степень поляризации стремится к нулю. При этом и сама интенсивность излучения несколько изменяется по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля и определяется скалярным уравнением переноса с релеевской индикатрисой (сравниваем вторую и третью колонки в табл.б). Поэтому в максимуме поляризации ($\mu = 0$) получается не 9.37%, а несколько меньшее значение, 9.14%. Именно к этой предельной величине стремятся наши значения $p(0)$ при $\delta \rightarrow \infty$ (см. табл.1-3).

Простые асимптотические формулы работы [6] для ряда стандартных задач теории переноса излучения соответствуют приближению, когда интенсивность излучения определяется из уравнения переноса с релеевской индикатрисой, а поляризация учитывается как результат однократного рассеяния известного потока излучения и его трансформации фарадеевским вращением. Они дают несколько завышенные значения поляризации. Сравнение расчетов по этим формулам с полученными точными расчетами показывает, что для $q = 0$ уже для $\delta = 10$ асимптотические формулы приводят к значениям поляризации с ошибкой $\approx 10\%$. Для $\delta = 5$ ошибка больше $\approx 20\%$.

Существенным достоинством этих простых формул является аналитическое описание поляризации для произвольного расположения магнитного поля в атмосфере.

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

² Главная астрономическая обсерватория Российской академии наук, Санкт-Петербург, Пулковое, Россия

³ Instituto Nacional de Astrofisica, Optica y Electronica, M'exico

THE SOLUTION OF THE MILNE PROBLEM FOR
MAGNETIZED ATMOSPHEREP.S.SHTERNIN^{1,2}, Y.N.GNEDIN³, N.A.SILANT'EV³

The numerical solution of the Milne problem for semi-infinite plane-parallel magnetized electron atmosphere is obtained. It is assumed that magnetic field is directed along the normal to the atmosphere. The angular dependence, the polarization degree and positional angle of outgoing radiation are presented in the tables for various values of the Faraday rotation parameter and the degree of absorption $q=0, 0.2$ and 0.4 . We assume that magnetic field $B \leq 10^6$ G when all scattering cross-sections for the optical radiation are equal to the Thomson value.

Key words: *Radiative transfer: atmospheres*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.З.Долгинов, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев, "Распространение и поляризация излучения в космической среде", Наука, М., 1979.
2. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 19, 1, 1942.
3. С.Чандрасекар, "Перенос лучистой энергии", Гостехиздат, М., 1950.
4. N.A.Silant'ev, Astrophys. Space. Sci., 82, 363, 1982.
5. N.A.Silant'ev, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer., 52, 207, 1994.
6. N.A.Silant'ev, Astron. Astrophys., 383, 326, 2002.
7. В.М.Лоскутов, В.В.Соболев, Астрофизика, 15, 241, 1979.
8. Н.А.Силантьев, Астрон. ж., 57, 587, 1980.
9. E.Agol, O.Blaes, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 282, 965, 1996.
10. E.Agol, O.Blaes, C.Ionescu-Zanetti, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 293, 1, 1998.

УДК: 524.354.6

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ. I. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, А.Р.АРУТЮНЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 17 февраля 2003

Принята к печати 16 апреля 2003

Построен широкий набор реалистических уравнений состояния сверхплотного вещества с кварковым фазовым переходом на основе трех уравнений состояния нейтронного вещества и восьми вариантов странной кварк-глюонной плазмы, рассчитанных в рамках модели кваркового мешка МТИ. Приведены характеристики точек фазового перехода и проведено подробное исследование рассчитанных уравнений состояния со скачком плотности.

1. *Введение.* При сверхъядерных плотностях возможен фазовый переход из состояния, в котором кварки заключены внутри барионов, в состояние сплошной кварковой плазмы. В [1] рассматривался фазовый переход в сверхплотной ядерной плазме к так называемому странному кварковому веществу.

Из-за трудностей теории сильных взаимодействий описание кварковой фазы носит модельный характер. Отсутствие точного вида уравнения состояния (УС) как в нейтронной, так и в кварк-глюонной областях делает важным сравнение зависимости параметров соответствующих сверхплотных небесных объектов от варианта УС.

В многочисленных работах были рассчитаны модели странных звезд и проводился их разносторонний анализ [см., например, 2-7]. Однако значительно меньше работ посвящено исследованиям звездных конфигураций со скачком плотности [8-12].

В этой связи необходимо отметить наиболее полные расчеты [13-16] моделей со "смешанной фазой", содержащей кварковые образования разных конфигураций в виде каплеобразных, стержнеобразных и пластинообразных структур и предполагающей непрерывное изменение давления и плотности в области появления кварковой фазы [17]. Результаты этих авторов показали, что образование смешанной фазы кваркового и ядерного веществ может оказаться более или менее предпочтительным с энергетической точки зрения, чем обычный фазовый переход первого рода от нуклонного состояния к кварковому, в зависимости от величин локальной поверхностной и кулоновской энергий, связанных с формированием кварковых и ядерных структур смешанной фазы [13,14,16]. Неопределенность в значении

поверхностного натяжения странного кваркового вещества не позволяет в настоящее время однозначно выяснить, какой из вышеуказанных вариантов реализуется в действительности. Ниже мы рассматриваем случай, предполагающий такое поверхностное натяжение, которое приводит к фазовому переходу первого рода с возможностью сосуществования двух фаз.

В настоящей работе проводится подробное исследование слоистых конфигураций со скачком плотности, содержащих странное кварковое ядро. Путем сочетания трех УС нейтронного вещества с различными вариантами странной кварк-глюонной плазмы, рассчитанными в рамках модели кваркового мешка МТИ [18], построен широкий набор реалистических УС с кварковым фазовым переходом.

На основе рассчитанных УС проинтегрирована система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова и найдены такие параметры нейтронных звезд со странным кварковым ядром, как масса, радиус, релятивистский момент инерции и красное смещение с поверхности звезды, а также масса и радиус кваркового ядра в допустимом диапазоне значений центрального давления. Эти результаты будут опубликованы отдельно (во второй части настоящей работы).

2. Уравнения состояния. Мы рассматривали переход к кварковой фазе в ядерной плазме, принимая для странного кваркового вещества модель кваркового "мешка". При этом, в зависимости от значений недостаточно точно определенных параметров сильного взаимодействия, приходящаяся на барион энергия может иметь как отрицательный, так и положительный минимум. Если в первом случае странное кварковое вещество не может находиться в термодинамически равновесном состоянии с барионной компонентой (случай образования странных звезд), то в последнем случае возможно термодинамическое равновесие между кварковой и нуклонной компонентами, которое осуществляется в нейтронных звездах с кварковой сердцевиной. Мы исследовали широкий набор соответствующих УС для различных вариантов нейтронной и кварковой фаз. В частности, для УС нуклонной компоненты рассмотрены модели нейтронного вещества, полученные в рамках теории релятивистского ядерного поля [19] на основе потенциалов [20-22], в которых учтено влияние двухчастичных корреляций в так называемом λ^{00} -приближении [23-24]. Эти УС, использованные в околоядерной и надъядерной области плотностей ($3.56 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 < \rho < 4.81 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$) и обозначаемые в настоящей работе посредством "Вопп" и "НЕА", сшиты с приведенными в [25] УС сверхплотного вещества для более низких плотностей. В качестве более "жесткого" по сравнению с "Вопп" и "НЕА" УС нейтронного вещества в расчетах использован также ВJ-V [26].

В результате сочетания трех указанных УС для нейтронной компоненты

с восемью вариантами странной кварк-глюонной плазмы, рассчитанными для реалистического диапазона параметров кваркового мешка ($B = 55 + 60$ МэВ/фм³, $m_s = 175 + 200$ МэВ, $\alpha_c = 0.5 + 0.6$), нами получен набор УС с кварковым фазовым переходом.

В табл.1 приведены обозначения различных вариантов для кварковой компоненты, а также значения приходящейся на барион энергии ϵ_{min} и барионной плотности n_{min} в точке минимума (см. подробности описания странного кваркового вещества в [27]). Здесь B - постоянная "мешка", характеризующая вакуумное давление и обеспечивающая конфайнмент, α_c - постоянная кварк-глюонного взаимодействия и m_s - масса странного кварка.

Таблица 1

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ВАРИАНТЫ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

Обозначение	m_s , МэВ	B , МэВ/фм ³	α_c	ϵ_{min} , МэВ	n_{min} , фм. ⁻³
<i>a</i>	175	55	0.5	10.44	0.258
<i>b</i>	200	55	0.5	20.71	0.263
<i>c</i>	175	55	0.6	28.61	0.258
<i>d</i>	175	60	0.5	28.97	0.276
<i>e</i>	200	55	0.6	38.24	0.259
<i>f</i>	200	60	0.5	39.12	0.282
<i>g</i>	175	60	0.6	47.44	0.275
<i>h</i>	200	60	0.6	56.90	0.277

Из табл.1 следует, что для всех вариантов изменение значения n_{min} не превосходит 7%. Более чувствительна к параметрам кварковой модели глубина энергетической ямы ϵ_{min} . Изменение одного из параметров на десять процентов приводит к изменению ϵ_{min} более чем в два раза.

Если в нуклонной фазе зависимость средней энергии на барион ϵ от концентрации барионов n имеет монотонно возрастающий характер, то в кварковой фазе эта же величина имеет минимум ϵ_{min} , соответствующий рождению кварков. На рис.1 приведена зависимость средней энергии на барион от удельного объема $1/n$ для различных моделей кварковой плазмы (кривые, рядом с которыми указаны им соответствующие буквенные обозначения по данным табл.1). Здесь же приведены графики для трех вариантов УС нейтронного вещества (1 соответствует "HEA", 2 - "Boпn", 3 - "BJ-V").

Отметим, что условия для реализации фазового перехода к кварковой фазе и термодинамического равновесия с нуклонной компонентой, как показал анализ, осуществимы только для одиннадцати УС из рассмотренных двадцати четырех, причем для трех отмеченных моделей нейтронного вещества равновесие и одновременное сосуществование с кварковыми

вариантами e , g и h , для которых ϵ_{min} имеет высокие значения, невозможно. Поясним сказанное. Как известно, фазовый переход первого рода от нуклонной фазы к кварковой происходит при давлении P_0 , если выполнены условия Гиббса: $\mu_N(P_0) = \mu_Q(P_0)$ и $\mu_N(P) > \mu_Q(P)$ при $P > P_0$, где P_0 - давление в точке фазового перехода, а μ_N и μ_Q - химические потенциалы нуклонной и кварковой фаз соответственно. На рис.2 представлены зависимости химических потенциалов от давления для нуклонного вещества с УС Вопп (сплошная линия) и различных кварковых моделей. Пунктирные линии изображают зависимость $\mu_Q(P)$ для кварковых

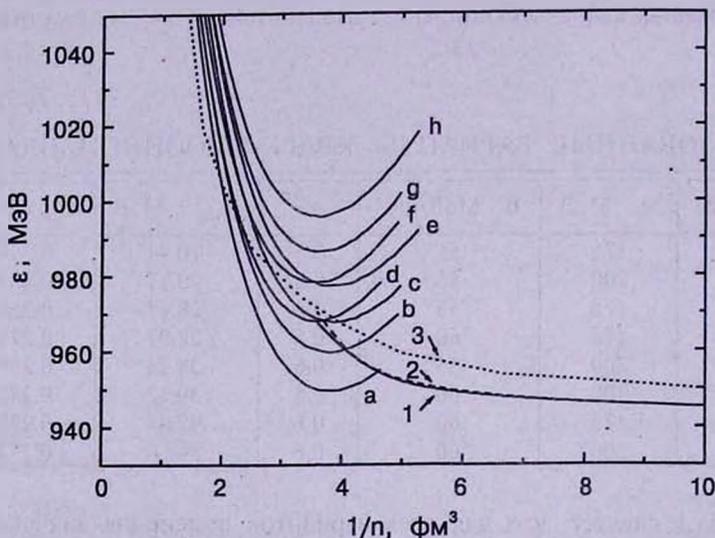


Рис.1. Средняя энергия, приходящаяся на барион, в зависимости от удельного объема $1/n$ для нейтронного вещества и кварк-глюонной плазмы. Кривые 1, 2, 3 представляют УС нейтронного вещества "HEA", "Voпп" и "BJ - V" соответственно. Кривые с буквенными обозначениями представляют УС кваркового вещества в соответствии с вариантами табл.1.

моделей. Рядом с кривыми приведены обозначения моделей в соответствии с табл.1. Аналогичный вид имеют соответствующие кривые и в случае двух других нуклонных УС. Пересечение пунктирных кривых со сплошной кривой соответствует фазовому переходу от нуклонной компоненты к соответствующей кварковой модели. Из рис.2 видно, что кварковые модели с высокими значениями ϵ_{min} (модели e , g и h) не имеют точек фазового перехода. Для таких моделей ситуация аналогична странным звездам (SS), с той отличительной особенностью, что в случае SS $\epsilon_{min} < 0$, в то время как здесь $\epsilon_{min} > 0$.

В табл.2 для различных моделей приведены значения давления P_0 , плотностей энергии ρ_N и ρ_Q и барионных плотностей n_N и n_Q в нуклонной и кварковой фазах соответственно в точке фазового перехода. В последнем столбце приводится параметр скачка плотности λ , который в случае

релятивистских моделей дается выражением $\lambda = \rho_Q / (\rho_N + P_0/c^2)$ [28], и значениями которого определяются области устойчивости слоистых моделей на кривой зависимости массы звезды M от центрального давления P_c .

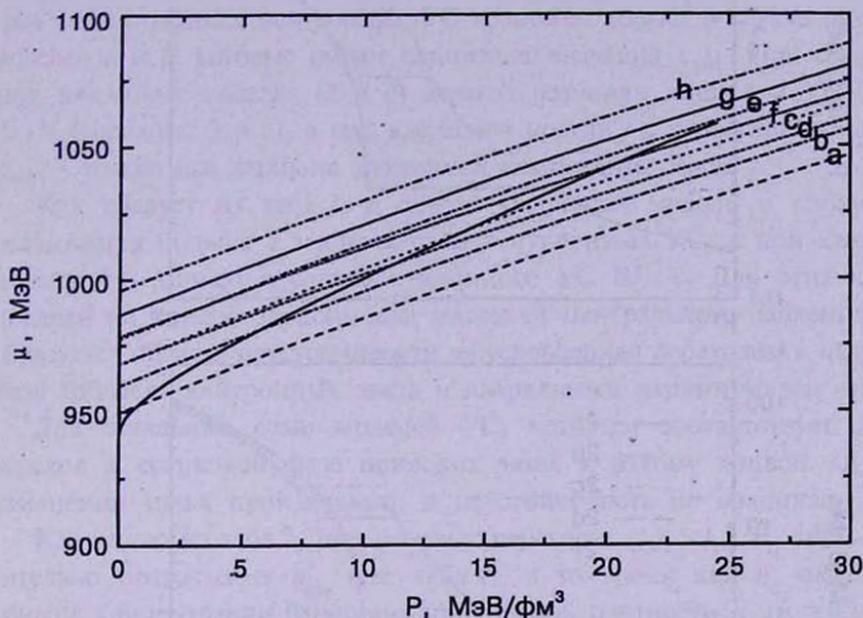


Рис.2. Зависимость химических потенциалов от давления для нуклонного вещества с УС Вонн (сплошная кривая) и различных вариантов кваркового вещества (в соответствии с обозначениями табл.1).

Одиннадцать УС с фазовым переходом даны обозначения, в которых цифра относится к нуклонной компоненте (1 соответствует HEA, 2 - Wonn, 3 - VJ - V), а буква - к кварковой модели, параметры которой приведены в табл.1. Так, например, модель с обозначением 2d - это

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЧЕК ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ДЛЯ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ СО СКАЧКОМ ПЛОТНОСТИ

УС	P_0 , МэВ/фм ³	ρ_N , 10 ¹⁴ г/см ³	ρ_Q , 10 ¹⁴ г/см ³	n_N фм ⁻³	n_Q фм ⁻³	λ
3a	0.199	0.861	4.421	0.051	0.262	5.11
2a	0.758	2.023	4.454	0.120	0.264	2.19
1a	0.762	2.073	4.454	0.123	0.264	2.13
3b	0.796	1.725	4.531	0.102	0.266	2.60
3d	5.291	3.859	5.103	0.225	0.296	1.291
2b	5.674	3.513	4.827	0.207	0.283	1.34
1b	5.979	3.478	4.845	0.205	0.284	1.35
3c	6.013	4.069	4.777	0.237	0.277	1.14
2d	11.219	3.958	5.449	0.232	0.316	1.31
2c	14.107	4.120	5.249	0.241	0.304	1.20
2f	20.273	4.473	6.086	0.261	0.348	1.26

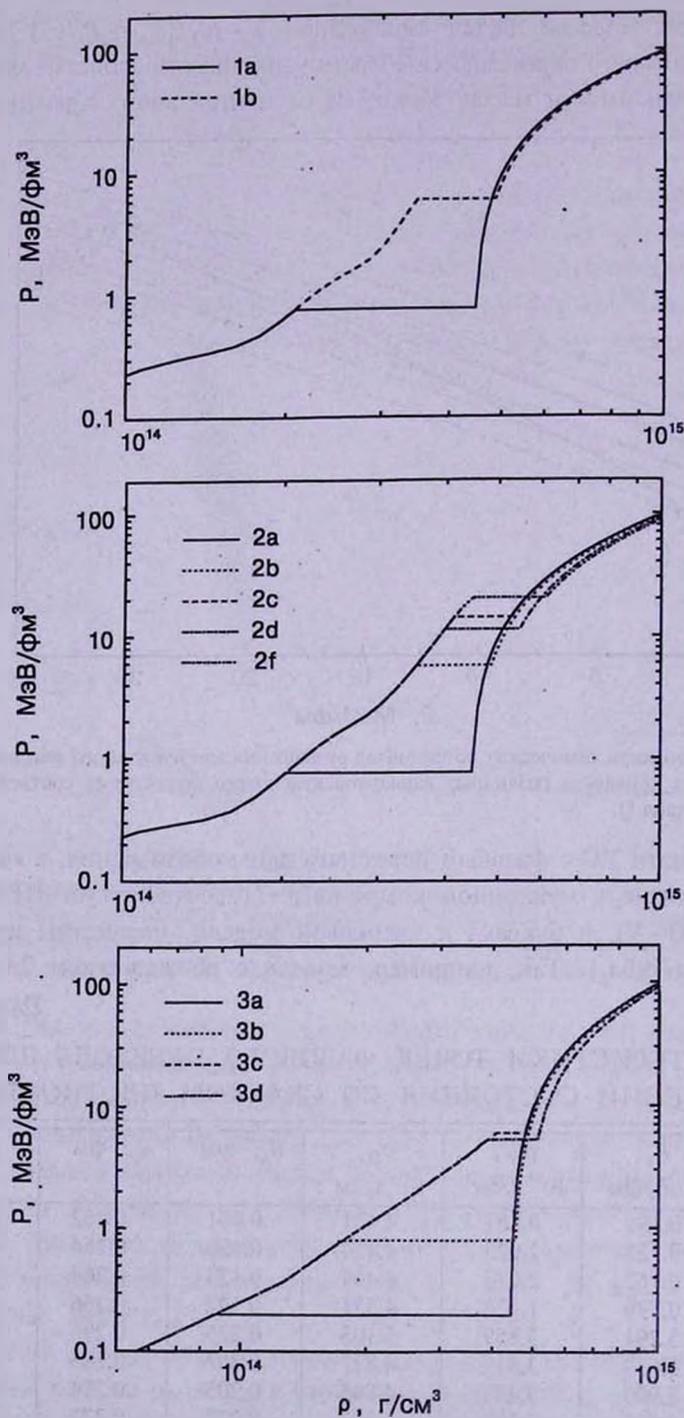


Рис.3. Уравнения состояния с кварковым фазовым переходом первого рода. Обозначения те же, что и на рис.1, 2. Цифра относится к нуклонной компоненте (1 соответствует "HEA", 2 - "Волл", 3 - "VJ-V"), а буква - к кварковой модели.

модель УС, в которой в качестве нуклонной компоненты выбран вариант Вопп, а для кварковой - вариант *d* табл.1.

Из табл.2 видно, что фазовый переход к кварковому состоянию для всех трех рассмотренных нейтронных УС возможен только в случае кварковых моделей *a* и *b*, которые имеют наименьшие значения ϵ_{min} . При следующих двух кварковых моделях (*c* и *d*) переход возможен лишь для УС Вопп и ВJ-V (варианты 2 и 3), а при кварковой модели *f* с относительно высокой ϵ_{min} - только для варианта нуклонной компоненты Вопп.

Как следует из табл.2, в случае кварковой модели *a* параметр λ оказывается больше 1.5 для всех трех нуклонных УС, а при кварковой модели *b* - только в случае нуклонного УС ВJ-V. Для этих четырех моделей на кривой зависимости массы от центрального давления $M(P_c)$ образуется область неустойчивости, обусловленная переходом к кварковой фазе (область нейтронных звезд с кварковыми ядрами малых масс).

Для остальных семи моделей УС, которым соответствует $\lambda < 1.5$, переход к кварковой фазе приводит лишь к излому кривой $M(P_c)$ без изменения знака производной, и неустойчивость не возникает.

Как видно из табл.2, при фазовых переходах с $\lambda > 1.5$ n_0 лишь незначительно превосходит n_{min} (см. табл.1), в то время как n_N оказывается меньше концентрации барионов при ядерной плотности n_0 ($n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$). В случае же кварковых моделей с относительно высоким ϵ_{min} (для которых $\lambda < 1.5$) n_N оказывается значительно выше n_0 . Для этих моделей с относительно малым скачком плотности оказывается весьма высоким и давление P_0 , при котором происходит фазовый переход.

На рис.3 представлены УС со скачком плотности для всех рассмотренных вариантов в координатах (P, ρ). Использование соответствующих УС приводит к реализации моделей нейтронных звезд со странным кварковым ядром.

Данная работа поддержана Армянским национальным фондом по науке и образованию (ANSEF Grant No.PS 140) и выполнена в рамках темы №0842, финансируемой Министерством образования и науки РА.

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

NEUTRON STARS WITH A QUARK CORE.

I. EQUATIONS OF STATE

G.B.ALAVERDYAN, A.R.HARUTYUNYAN, Yu.L.VARTANYAN

The wide set of realistic equations of state of superdense matter with a quark phase transition is constructed based on the three equations of state of neutron matter and the eight variants of strange quark-gluon plasma, calculated within the framework of MIT "quark bag" model. The characteristics of phase transition are presented and thorough investigation of the calculated equations of state with a density jump is carried out.

Key words: *stars:neutron:quark core*

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
2. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
3. P.Haensel, J.L.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
4. Л.А.Кондратюк, М.И.Криворученко, Б.В.Мартемьянов, Письма в Астрон. ж., 16, 954, 1990.
5. F.Weber, N.K.Glendenning, LBL-33066, 1992.
6. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Письма в Астрон. ж., 21, 136, 1995.
7. S.B.Khadkikar, A.Mishra, H.Mishra, Mod. Phys. Lett., A10, 2651, 1995.
8. P.A.Carinhas, Astrophys. J., 412, 213, 1993.
9. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Докл. НАН РА, 95, 98, 1995.
10. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Астрофизика, 44, 323, 2001.
11. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Письма в Астрон. ж., 28, 29, 2002.
12. А.Р.Арутюнян, Астрофизика, 45, 307, 2002.
13. H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.F.Staubo, Phys. Rev. Lett., 70, 1355, 1993.
14. C.P.Lorenz, D.G.Ravenhall, C.J.Pethick, Phys. Rev. Lett., 70, 379, 1993.
15. N.K.Glendenning, astro-ph/9706236, 1997.
16. H.Heiselberg, M.Hjorth-Jensen, nucl-th/9902033, 1999.
17. N.K.Glendenning, Phys. Rev., D46, 1274, 1992.
18. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
19. F.Weber, N.K.Glendenning, M.K.Weigel, Astrophys. J., 373, 579, 1991.
20. R.Machleidt, K.Holinde, Ch.Elster, Phys. Rep., 149, 1, 1987.

21. *K.Holinde, K.Erkelenz, R.Alzetta*, Nucl. Phys., A194, 161, 1972.
22. *K.Holinde, K.Erkelenz, R.Alzetta*, Nucl. Phys., A198, 598, 1972.
23. *P.Poschenrieder, M.K.Weigel*, Phys. Lett., B200, 231, 1988.
24. *P.Poschenrieder, M.K.Weigel*, Phys. Rev., C38, 471, 1988.
25. *Г.С.Бисковатый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, Наука, М., 1989.
26. *R.C.Malone, M.B.Johnson, H.A.Bethe*, Astrophys. J., 199, 741, 1975.
27. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
28. *M.J.Lighthill*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 110, 339, 1950.

УДК: 52-357

POLARIZATION OF COSMIC MICROWAVE
BACKGROUND SCATTERED BY MOVING FLAT
PROTOOBJECTSN.N.SHAKHVOROSTOVA¹, S.I.GRACHEV², V.K.DUBROVICH³

Received 23 January 2003

Accepted 25 February 2003

The work is devoted to the investigations of possible observational manifestations of protoobjects related to "dark ages" epoch ($10 < z < 1000$), before formation of self-luminous galaxies and stars. These objects can distort the cosmic microwave background. Formation of these objects is described in the "pancake theory" and in the model of "hierarchic clustering". According to these theories we may consider these protoobjects as flat layers. We consider both Thomson (with Rayleigh phase matrix) and resonance (for complete frequency redistribution) scattering of cosmic microwave background radiation by moving flat layer. The appearing anisotropy and polarization of cosmic microwave radiation are calculated for a wide range of a layer optical thickness (from optically thin layer to optically thick one). Analytical solutions are also obtained for the case of an optically thin layer and are compared with the numerical ones.

Key words: (*Cosmology:*) *Cosmic microwave background scattering - cosmology:theory*

1. *Introduction.* We consider a special period in the Universe evolution extending from recombination epoch ($z = 1000$) till the time of self-emitting stars and galaxies formation ($z = 10$). This period is called "dark ages" and the question about possible observational manifestations of dark objects from that period is actual. One of the most effective ways to solve this problem is to try to observe the cosmic microwave background (CMB) distortions caused by these objects, as it was firstly reported in [1]. The character of such distortions is defined by the physical properties of "dark ages" objects, which are naturally the protoclusters of galaxies [2].

Now two basic theories of galaxy clusters formation are being discussed. The first one, so called "pancake theory", was suggested by Ya.B.Zeldovich (see [3] for example) and further developed in some papers (see [4,5]). According to this theory, the substance is collapsing into flat formations - "pancakes" (protoclusters). Initial shock waves forming in this process can be modelled as flat layers. According to the second theory, "the model of hierarchic clustering" [6], small structures are merging into larger ones ("the boxes"). These structures contain a large number of small dense objects merging to form present galaxies and diffuse gas substance. The difference between these two galaxy clusters formation models consists only in the value

of mass ratio of dense objects and diffuse substance. In the first theory gas "pancakes" contain the most part of the total mass, while in the second one the most but not the whole mass is contained in dense objects. Therefore, the gas mass is not equal to zero and its spatial distribution as flat "pancakes" takes in both theories and we may consider them as flat layers.

Possible distortions of CMB appear due to the fact that these flat layers can move relatively CMB with peculiar velocities (see [7] for example). Due to the Doppler effect caused by this motion the CMB becomes anisotropic in the reference frame of the layer. This anisotropy, which is axially symmetric with respect to the direction of the motion, leads to polarization and intensity changes of scattered radiation. These distortions belong to the "secondary CMB distortions". Their differences from ones forming at the hydrogen recombination time ($z=1000$) consist in other angular scales and possibly in a more complicated spectrum. In particular, "secondary fluctuations" can appear not only due to the scattering on electrons, but on primary molecules as well [8-10].

Peculiar velocities of substance large scale fluctuations for a wide range of cosmological models can be estimated by the formula [11,12]:

$$v_p = 600(1+z)^{-1/2} \text{ km/s}, \quad (1)$$

where the numerical coefficient is obtained as a result of a large number of velocity estimations of nearby clusters of galaxies. The velocity dependence on z is defined by the general law of the massive body motion in the expanding Universe. The calculation of the optical depth is different for scattering on free electrons (Thomson scattering) and for resonance scattering on atoms, ions or molecules. Thomson optical depth does not depend on the wavelength and is defined by the size of density fluctuation and electron density. The last quantity sufficiently depends on the redshift: after the hydrogen recombination at $z=1300$ the fractional electrons density falls from the unity to the value about 0.01% at $z=100$. But after that time the number of free electrons rises due to the secondary ionization the details of which are being investigated by several authors and may sufficiently differ in various models (see [13] for example). Observational restrictions based on the power spectrum of primary CMB fluctuations give for the average optical thickness of such objects $\tau_0 < 0.1$. However, it can achieve unity for particular objects.

Existence of free electrons and protons leads automatically to the appearance of bremsstrahlung not related with the peculiar velocity. The role of such emission in the secondary ionization epoch was investigated in [14] where it was pointed out that there is a quite wide range of fluctuation parameters for which the role of this process is very small.

As concerned a resonance scattering in molecular lines there is a strong

dependency of observed effect on the frequency. The estimation of the optical thickness of the layer (averaged over the line) τ_0 in this case is much more complicated problem since the density of different molecules strongly depends on physical processes in a given epoch [9]. In principle, the estimation of second type shocks efficiency (excitation and disactivation by collisions with electrons and atoms) is necessary here. However, we may neglect such processes for the considered epoch because of a very low absolute concentration of colliding particles (numerical estimates are made in [9]). Thus, in a first approximation we may consider only the Doppler mechanism of CMB distortions formation. CMB interaction with molecules having high dipole moments will be most effective. From this point of view the main attention was paid to the molecules HD^+ , HeH^+ , LiH and some other ones [1,15]. A large number of HeH^+ molecules can be formed in the shock wave at the stage of nonlinear collapse of primary "pancakes". This way to observe the large scale distribution of substance at $z \sim 10$ appears to be possible. The role of other molecules is many times less (see [10] for example). The lines of rotational and vibrational transitions of such molecules at $z \sim 200$ can be situated in a millimeter range. The discovery of two lines of rotational-vibrational array should allow to define the type of molecule and z .

The effects of CMB scattering on free electrons in the hot intergalactic gas of rich clusters of galaxies were considered in the papers by Zeldovich and Sunyaev [16-18], where the analytical estimates of CMB polarization caused both by the gas motion and by the intrinsic anisotropy of CMB were obtained. Those papers were principally based on a single scattering assumption which, however, leads to polarization which is proportional only to $(v/c)^2$. Analytical estimate of $O(v/c)$ effects with account of double scattering for moving spherical objects was made in [16].

The primary goal of our work is the numerical calculation of CMB distortion effects depending on the layer parameters with no restriction concerning to the number of scatterings taken into account. We consider both Thomson (with Rayleigh phase matrix) and resonance (for complete frequency redistribution) scattering of cosmic microwave background by moving flat layer. The appearing anisotropy and polarization of cosmic microwave radiation are calculated for a wide range of a layer optical thicknesses (from optically thin layer to optically thick one). Analytical solutions are also obtained for the case of an optically thin layer and are compared with the numerical solutions. Since the electron number density after the recombination epoch becomes too small, this mechanism will be more effective at the beginning of nonlinear stage of protoobjects evolution at the "secondary ionization" epoch ($10 < z < 50$) (see [11] for example). The molecular scattering can play sufficient role at $z < 150$.

The predicted effects can be observed in a wide range of angular sizes

which depend on cosmological model parameters and may vary from dozens of angular seconds to dozens of angular minutes.

2. *Rayleigh scattering.* Let us consider plane-parallel horizontally homogeneous layer moving as a whole with a velocity \bar{v} (with regard to CMB) at the direction of an outer normal \bar{n} to the layer. According to eq. (1) peculiar velocities of such objects are about 150 km/s. Thus, we may assume $v/c \ll 1$ and disregard the terms of the order of $(v/c)^2$ in further calculations. The layer is illuminated by CMB with the intensity (in its own reference frame) described by Planck function with the temperature $T=2.7$ K. Having transformed to the layer reference frame the CMB intensity is given by

$$I(\mu, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\nu(1+\mu\beta)h\nu/kT} - 1}, \quad (2)$$

where ν is the radiation frequency, μ is the cosine of the angle between the velocity and radiation propagation directions in the layer reference frame, $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

Since we have azimuthal-symmetric picture, the field of radiation is completely described by two-component Stokes vector $\bar{i} = (I, Q)^T$, where "T" means matrix transposition, $I = I(r, \mu, \nu)$, $Q = Q(r, \mu, \nu)$ is the distance from one of the layer borders.

In the case of Rayleigh scattering we will use the optical depth τ as the geometric variable instead of r : $d\tau = -n_e \sigma dr$ and denote the layer optical thickness as τ_0 . Here n_e is the electron density, σ is the Thomson cross-section. Since the picture is independent of frequency, the Stokes vector can be written as $\bar{i}(\tau, \mu) = (I(\tau, \mu), Q(\tau, \mu))^T$. This vector is the solution of radiative transfer equation ([19,20]).

$$\mu \frac{\partial \bar{i}(\tau, \mu)}{\partial \tau} = \bar{i}(\tau, \mu) - (1/2) \int_{-1}^1 \hat{P}(\mu, \mu') \bar{i}(\tau, \mu') d\mu' - \bar{s}^*(\tau, \mu) \equiv \bar{i}(\tau, \mu) - \bar{s}(\tau, \mu) \quad (3)$$

with the boundary conditions

$$\bar{i}(0, \mu) = \bar{i}_1(\mu), \quad \mu < 0; \quad \bar{i}(\tau_0, \mu) = \bar{i}_2(\mu), \quad \mu > 0, \quad (4)$$

where $\bar{i}_1(\mu)$ and $\bar{i}_2(\mu)$ are the Stokes vectors of radiation illuminating the layer from outside at the boundaries $\tau = 0$ and $\tau = \tau_0$, respectively. Here \bar{s}^* characterizes primary sources distribution in the layer and the phase matrix $\hat{P}(\mu, \mu')$ is, in general, the superposition of the Rayleigh phase matrix \hat{P}_R and the phase matrix of isotropic scattering \hat{P}_I : $\hat{P} = (1-W)\hat{P}_I + W\hat{P}_R$. Here W is the depolarization parameter which is usually in the range [0,1]. For the phase matrix the following factorization is obtained (see [20]): $\hat{P}(\mu, \mu') = \hat{A}(\mu)\hat{A}^T(\mu')$, where the matrix

$$\hat{A}(\mu) = \begin{pmatrix} 1 & b(1-3\mu^2) \\ 0 & 3b(1-\mu^2) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Here and below $b = \sqrt{W/8}$. In the case of Rayleigh scattering considered here the depolarization parameter W is equal to 1.

Taking into account a single scattering of an outer radiation and using the phase matrix factorization, we reduce the problem to the solution of eq. (3) with the free term

$$\bar{s}^{\circ}(\tau, \mu) = (1/2) \hat{A}(\mu) \int_0^1 \hat{A}^T(\mu') \left[e^{-(\tau_0 - \tau)/\mu} \bar{i}_2(\mu') + e^{-\tau/\mu'} \bar{i}_1(-\mu') \right] d\mu' \quad (6)$$

and zero boundary conditions

$$\bar{i}(0, \mu) = 0, \quad \mu < 0; \quad \bar{i}(\tau_0, \mu) = 0, \quad \mu > 0. \quad (7)$$

For $\bar{i}_1(\mu)$ and $\bar{i}_2(\mu)$ we use the expansion of background radiation in the layer reference frame (2) with the accuracy of the order of $O(v/c)$:

$$\bar{i}_1(\mu) = \bar{i}_2(\mu) - B(v, T) [1 - (v/c) a_{\nu, \mu}] \bar{e}_1, \quad (8)$$

where $a_{\nu} = x e^x / (e^x - 1)$, $x = h\nu/kT$, $\bar{e}_1 = (1, 0)^T$.

According to eq. (8) we divide the both sides of the main equation (3) by the depth independent factor $B(v, T)$ so that below the Stokes vector $\bar{i}(\tau, \mu)$ and the vector source function $\bar{s}(\tau, \mu)$ are dimensionless (measured in the units of $B(v, T)$).

The factorization of the phase matrix $\hat{P}(\mu, \mu')$ leads evidently to factorization of the source term in the righthandside of eq. (3): $\bar{s}(\tau, \mu) = \hat{A}(\mu) \bar{s}(\tau)$. Then we use the procedure described in [20] to reduce the problem to the solution of the linear integral equation for a vector source function $\bar{s}(\tau)$ depending only on the optical depth. Finally we obtain the following expression for the Stokes vector of radiation emerging through the boundary $\tau = 0$ (for the observer reference frame):

$$\bar{i}(0, \mu) = \bar{e}_1 + (v/c) a_{\nu, \mu} (1 - e^{-\tau_0/\mu}) \bar{e}_1 + (v/c) a_{\nu} \hat{A}(\mu) \int_0^{\tau_0} e^{-\tau/\mu} \bar{s}(\tau) d\tau/\mu, \quad \mu > 0, \quad (9)$$

where $\bar{s}(\tau) = (s_1(\tau), s_Q(\tau))^T$ satisfies to the vector integral equation

$$\bar{s}(\tau) = (1/2) \int_0^{\tau_0} \hat{K}(|\tau - \tau'|) \bar{s}(\tau') d\tau' + \bar{s}^{\circ}(\tau) \quad (10)$$

with the core matrix (see [20])

$$\hat{K}(\tau) = \begin{pmatrix} E_1(\tau) & b[E_1(\tau) - 3E_3(\tau)] \\ b[E_1(\tau) - 3E_3(\tau)] & 2b^2[5E_1(\tau) - 12E_3(\tau) + 9E_5(\tau)] \end{pmatrix} \quad (11)$$

and the primary source term

$$\bar{s}^{\circ}(\tau) = (1/2) \{ E_3(\tau) - E_3(\tau_0 - \tau), b[E_3(\tau) - E_3(\tau_0 - \tau) - 3(E_5(\tau) - E_5(\tau_0 - \tau))] \}^T. \quad (12)$$

Here $b = \sqrt{1/8}$, $E_n(\tau) = \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu^{n-2} d\mu$ is the n -th integral exponent.

For the intensity change $\Delta I/I_0 = (I - B)/B$ and for the polarization degree of radiation emerging through the boundary $\tau = 0$ we obtain from eq. (9)

$$\begin{aligned}\Delta I/I_0 &= (v/c)a_v r(\mu, \tau_0) + O((v/c)^2), \\ Q/I &= -(v/c)a_v P(\mu, \tau_0) + O((v/c)^2),\end{aligned}\quad (13)$$

where the profiles of intensity change and polarization are

$$\begin{aligned}r(\mu, \tau_0) &= \mu(1 - e^{-\tau_0/\mu}) + \int_0^{\tau_0} e^{-\tau/\mu} [s_1(\tau) + (1/\sqrt{8})(1 - 3\mu^2)s_Q(\tau)] d\tau/\mu, \\ P(\mu, \tau_0) &= -(3/\sqrt{8})(1 - \mu^2) \int_0^{\tau_0} e^{-\tau/\mu} s_Q(\tau) d\tau/\mu.\end{aligned}\quad (14)$$

For the maximum polarization degree which is reached at $\mu = 0$ and for the corresponding intensity change we have from eq. (14)

$$P(0, \tau_0) = -(3/\sqrt{8})s_Q(0), \quad r(0, \tau_0) = s_1(0) + (1/\sqrt{8})s_Q(0). \quad (15)$$

For the radiation emerging through the boundary $\tau = \tau_0$ we obviously should change the sign of v in the formulae above i.e. to change the sign of polarization and intensity variation.

Integral equation (10) was solved numerically by discretization at some τ grid and reducing to the system of linear algebraic equations for the values of the source function at the knots of the grid. These values are used then to calculate the profiles of the intensity change and polarization through eq. (14). The results are shown in Figs.1 and 2.

As we can see in Fig.2b there is a strong dependency of polarization degree on μ for small τ_0 . For $\tau_0 \ll 1$ we obtain the following expansions

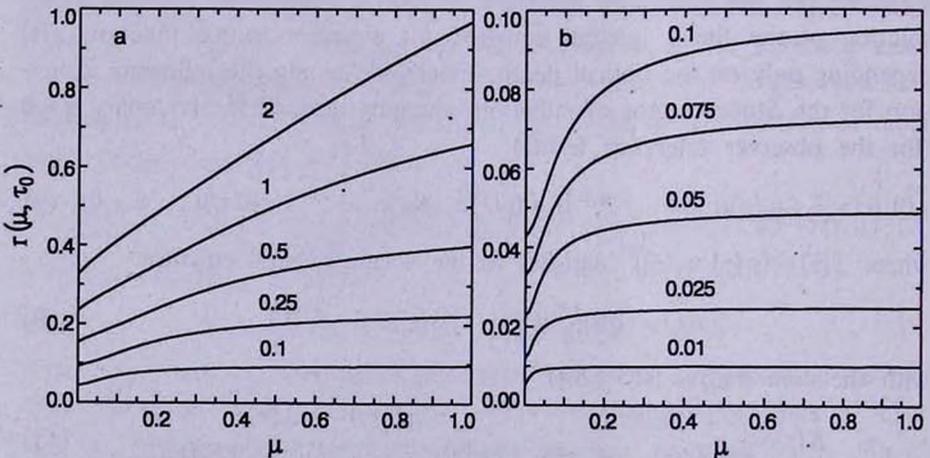


Fig.1. Profiles of intensity change for Rayleigh scattering for different values of τ_0 marked near the curves.

for $s_1(\tau)$ and $s_Q(\tau)$ with the accuracies up to the first and second order on the optical depth respectively:

$$\bar{s}(\tau) = \begin{pmatrix} s_1(\tau) \\ s_Q(\tau) \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} -\tau + \tau_0/2 \\ (\tau_0/8\sqrt{2})[(\tau_0 - 2\tau)(C + 1/2) - \tau \ln \tau + (\tau_0 - \tau)Q(\tau_0 - \tau)] \end{pmatrix}, \quad (16)$$

where $C=0.577216$ is the Euler constant. Substitution of these expansions into eqs. (14) and (15) gives us the analytical expressions of the intensity change and polarization profiles for $\tau_0 \ll 1$:

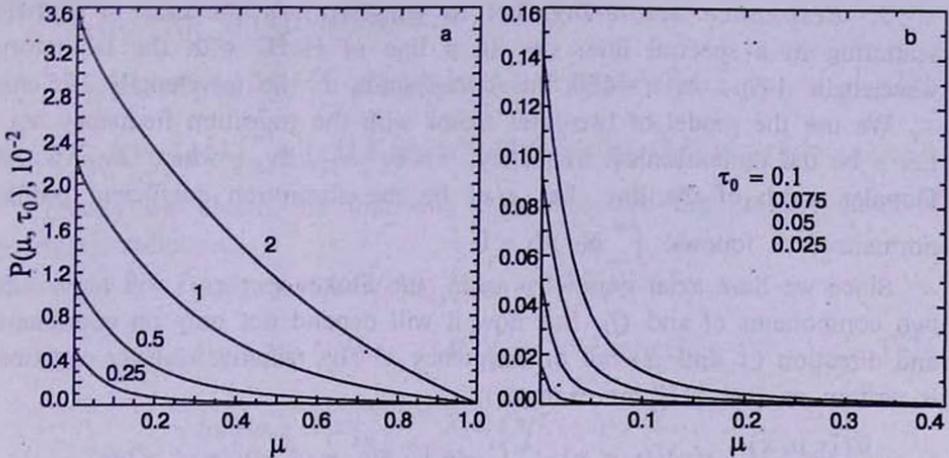


Fig.2. Profiles of polarization for Rayleigh scattering for different values of τ_0 marked near the curves (a) or listed in the same order as the curves follow, from up to down, (b).

$$r(\mu, \tau_0) \sim \begin{cases} \tau_0/2, & \mu \ll \tau_0, \\ \tau_0, & \mu \gg \tau_0, \end{cases} \quad (17)$$

$$P(\mu, \tau_0) \sim \begin{cases} P(0, \tau_0) \sim -(3/32)\tau_0^2(\ln\tau_0 + C + 1/2), & \mu \ll \tau_0, \\ -(1/64)\tau_0^4(1 - \mu^2)\mu^{-2}(\ln\tau_0 + C + 2/3), & \mu \gg \tau_0. \end{cases} \quad (18)$$

Eq. (18) explains the strong dependency of polarization degree on μ . It is confirmed by numerical calculations. For example, at $\tau_0 = 0.01$ its error is less than 4% for $\mu > 0.09$, at $\tau_0 = 0.025$ is less than 4% for $\mu > 0.14$ and at $\tau_0 = 0.1$ is less than 10% for $\mu > 0.13$. We can obtain even more precise approximation taking into account the terms of larger order with respect to τ_0 . Thus, for $P(0, \tau_0)$ we have

$$P(0, \tau_0) \approx -(3/32)\tau_0^2[(1 + 1.25\tau_0)\ln\tau_0 + C + 1/2], \quad (19)$$

the error of which is less than 1% for $\tau_0 < 0.1$.

An approximate analytical estimate of the maximum polarization degree for a homogeneous sphere with a small optical radius τ_0 was obtained by Sunyaev and Zel'dovich [16]: $(Q/I)_{\max} = \pm(v_t/c)a_v \tau_0^2/10$, where v_t is the transversal velocity. However, the accuracy of this estimate is unknown because it was not compared with numerical calculations.

Obtained dependencies of CMB intensity and polarization on layer parameters allow us to model observational manifestations of these objects. In the protoobject directions we would registrate increase or decrease of CMB intensity depending on the sign of velocity v . Having measured the intensity change, we may estimate the $(v/c)\tau_0$ value through the eqs. (13) and (17).

Numerical analysis of polarization in couple with intensity variation data would permit to obtain the values of velocity and optical thickness of the layer separately.

3. *Resonance scattering.* Let us consider now the case of CMBR scattering in a spectral line, say, in a line of HeH⁺ with the laboratory wavelength 149μ. At z=150 this corresponds to the wavelength 2.25 cm.

We use the model of two-level atoms with the transition frequency ν₁₂. Let x be the dimensionless frequency: x = (ν - ν₁₂)/Δν_D, where Δν_D is the Doppler width of the line. Let φ(x) be the absorption coefficient profile normalized as follows: $\int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) dx = 1$.

Since we have axial symmetry again, the Stokes vector \vec{i} will have only two components (I and Q). But now it will depend not only on coordinate and direction (τ and μ) but on frequency x. The radiative transfer equation is written as (see [21] for example):

$$\mu \frac{\partial \vec{i}(\tau, \mu, x)}{\partial \tau} = \phi(x) \vec{i}(\tau, \mu, x) - \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^1 d\mu' \int_{-\infty}^{\infty} \hat{R}(\mu, x; \mu', x') \vec{i}(\tau, \mu', x') dx' - \vec{s}^{\circ}(\tau, \mu, x) \equiv \phi(x) \vec{i}(\tau, \mu, x) - \vec{s}(\tau, \mu, x). \quad (20)$$

The matrix $\hat{R}(\mu, x; \mu', x')$ describes the redistribution over frequencies, angles and polarization conditions at a single scattering, λ is the single scattering albedo, $\vec{s}^{\circ}(\tau, \mu, x)$ is the primary source function vector. If there are no primary sources embedded in the layer it is defined by illumination from outside:

$$\vec{s}^{\circ}(\tau, \mu, x) = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_0^1 \hat{R}(\mu, x; \mu', x') \left[e^{-(\tau_0 - \tau) \phi(x) \mu'} \vec{i}_2(\mu', x') + e^{-\tau \phi(x) \mu'} \vec{i}_1(-\mu', x') \right] d\mu', \quad (21)$$

where $\vec{i}_1(\mu, x) = \vec{i}_2(\mu, x) \sim B(\nu_{12}, T) [1 - (\nu/c) a_{\nu_{12}} \mu] \vec{e}_1$, $a_{\nu_{12}} = x_{12}/(1 - e^{-x_{12}})$, $x_{12} = h\nu_{12}/kT$, $\vec{e}_1 = (1, 0)^T$. As in the case of Rayleigh scattering we use below dimensionless Stokes vector and vector source function (measured in the units of $B(\nu_{12}, T)$).

We use the assumption of complete frequency redistribution, according to which (see [21]) $\hat{R}(\mu, x; \mu', x') = \phi(x)\phi(x') \hat{P}(\mu, \mu') = \phi(x)\phi(x') \hat{A}(\mu) \hat{A}^T(\mu')$, where $\hat{A}(\mu)$ is defined by eq. (5). The value of depolarization parameter W in that equation is defined by the quantum numbers of the total angular momentum of the upper and the lower levels of transition (see [19] for example). Polarization becomes smaller as W decreases. W=1 corresponds to dipole scattering. In this case the phase matrix is the same as for the Rayleigh scattering.

The factorization of the redistribution matrix $\hat{R}(\mu, x; \mu', x')$ leads to factorization of the source term in the righthandside of eq. (20): $\vec{s}(\tau, \mu, x) = \phi(x) \hat{A}(\mu) \vec{s}(\tau)$. Then we use the procedure described in [21] to reduce the problem to the solution

of the linear integral equation of the type (10) for a vector source function $\bar{s}(\tau)$ depending only on the optical depth. But now the elements of the core matrix $\hat{K}(\tau)$ in eq. (10) are (see [21]):

$$\begin{aligned} K_{11}(\tau) &= \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(x) E_1(\phi(x)\tau) dx, \\ K_{12}(\tau) &= K_{21}(\tau) = b \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(x) [E_1(\phi(x)\tau) - 3E_3(\phi(x)\tau)] dx, \\ K_{22}(\tau) &= 2b^2 \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \phi^2(x) [5E_1(\phi(x)\tau) - 12E_3(\phi(x)\tau) + 9E_5(\phi(x)\tau)] dx. \end{aligned} \quad (22)$$

Finally we obtain the following expression for the Stokes vector of emerging radiation:

$$\begin{aligned} \vec{i}(0, \mu, x) &= \bar{e}_1 + (\nu/c) a_{\nu_{12}} \mu (1 - e^{-\tau_0/\zeta}) \bar{e}_1 - \\ &- (1 - \lambda) [1 + (\nu/c) a_{\nu_{12}} \mu] \hat{A}(\mu) \int_0^{\tau_0} e^{-\nu\zeta} \bar{s}_0(\tau) d\tau/\zeta + \\ &+ (\nu/c) a_{\nu_{12}} \hat{A}(\mu) \int_0^{\tau_0} e^{-\nu\zeta} \bar{s}(\tau) d\tau/\zeta, \quad \mu > 0, \end{aligned} \quad (23)$$

where $\zeta = \mu/\phi(x)$, $\bar{s}_0(\tau)$ is the solution of type (10) equation with the free term $\bar{s}^* = \bar{e}_1$ and $\bar{s}(\tau) = (s_I(\tau), s_Q(\tau))^T$ is the solution of the same equation but with the free term $\bar{s}^* = (s_I^*, s_Q^*)^T$:

$$s_I^* = \frac{\lambda}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) [E_3(\phi(x)\tau) - E_3(\phi(x)(\tau_0 - \tau))] dx, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} s_Q^* &= \frac{\lambda}{2} b \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) \{ [E_3(\phi(x)\tau) - E_3(\phi(x)(\tau_0 - \tau))] - \\ &- 3[E_5(\phi(x)\tau) - E_5(\phi(x)(\tau_0 - \tau))] \} dx. \end{aligned} \quad (25)$$

Since for the most part of molecules the value of $1 - \lambda$ is about 10^{-9} and the value of ν/c is about 10^4 , we may neglect the term proportional to $1 - \lambda$ in eq. (23). However, the account of this term does not bring any difficulties.

As in the case of Rayleigh scattering we introduce the intensity change and polarization profiles of the emerging radiation at $\tau = 0$ in analogy to eq. (13) where now according to eq. (23)

$$\begin{aligned} r(x, \mu, \tau_0) &= \mu [1 - e^{-\phi(x)\tau_0/\mu}] + \phi(x) \int_0^{\tau_0} e^{-\phi(x)\tau/\mu} [s_I(\tau) + \sqrt{W/8} (1 - 3\mu^2) s_Q(\tau)] d\tau/\mu, \\ P(x, \mu, \tau_0) &= -3\sqrt{W/8} (1 - \mu^2) \phi(x) \int_0^{\tau_0} e^{-\phi(x)\tau/\mu} s_Q(\tau) d\tau/\mu. \end{aligned} \quad (26)$$

For the maximum polarization which is reached at $\mu = 0$ and for the corresponding intensity change we have from above equations

$$P(x, 0, \tau_0) = -3\sqrt{W/8} s_Q(0), \quad r(x, 0, \tau_0) = s_I(0) + \sqrt{W/8} s_Q(0). \quad (27)$$

Note that these quantities do not depend on x .

The integral equation (10) with the core matrix and free term, given by eqs. (22), (24) and (25) respectively, was solved numerically as in the case

of Rayleigh scattering. We have used the Doppler profile $\phi(x) = \pi^{-1/2} e^{-x^2}$ and brought $W = 1, \lambda = 1$. These values of parameters W and λ evidently maximize the degree of polarization. Fig.3 shows the dependency of polarization P on the angular variable μ in the center of the line ($x=0$) for different values of the optical thickness τ_0 . Comparing Figs.2 and 3 we see that the resonance polarization is lower a bit than the Thomson one, that is quite expectable. Fig.4 shows the dependency of P on dimensionless

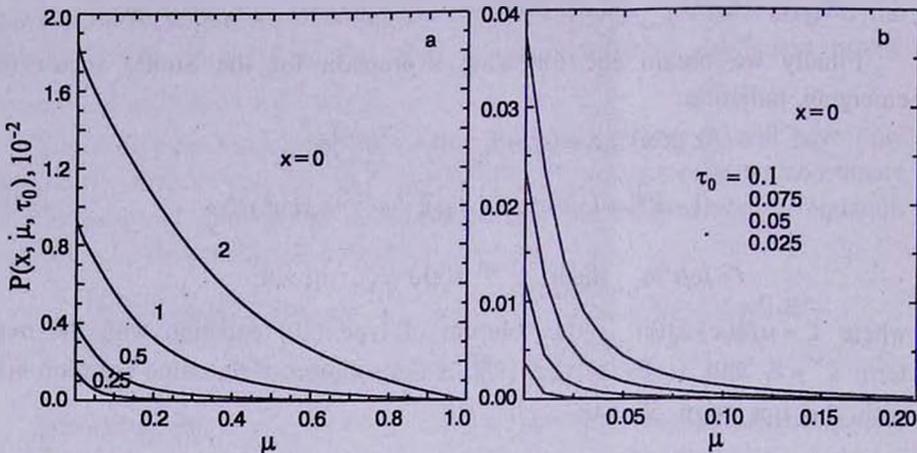


Fig.3. Angular profiles of polarization in a center of a spectral line for different values of τ_0 marked near the curves (a) or listed in the same order as the curves follow, from up to down, (b).

frequency x inside the line for different values of τ_0 . We can see that with increasing of τ_0 the line becomes wider, which is natural since the number of scatterings rises. The same is true for intensity. The dependency of polarization on μ for $\tau_0 = 0.5$ and different frequencies is shown in the Fig.5a. We can see that this dependency is very sharp in the wings of the

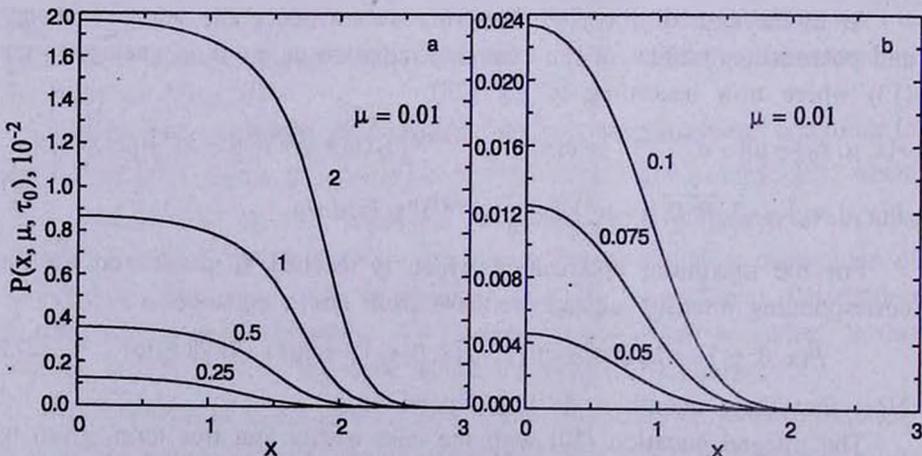


Fig.4. Frequency profiles of polarization in a spectral line for different values of τ_0 marked near the curves.

line, which is explained by small optical thickness there. Finally, the dependence of P on x for different values of μ is shown in the Fig.5b. With the decrease of μ the line becomes wider since the optical path along the line of sight increases.

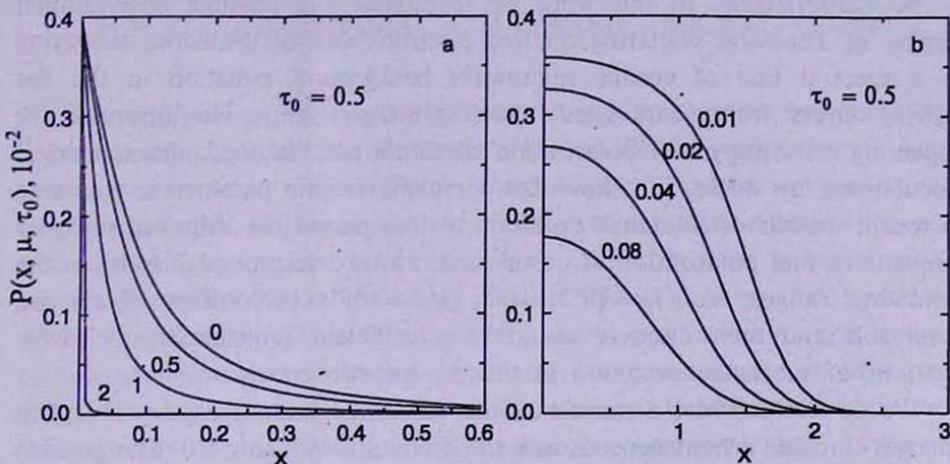


Fig.5. Profiles of polarization in a spectral line: a) for different frequencies x (marked near the curves), b) for different values of μ (marked near the curves).

For $\tau_0 \ll 1$ we can obtain the following expansions for the components of the vector source function:

$$s_I(\tau) \sim \frac{\lambda}{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} (\tau_0 - 2\tau),$$

$$s_Q(\tau) \sim \frac{\lambda}{4\pi} \sqrt{\frac{W}{8}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\tau_0(\tau_0 - 2\tau)(C - 1/6) - \tau^2 \ln \frac{\tau}{\sqrt{\pi}} + (\tau_0 - \tau)^2 \ln \frac{\tau_0 - \tau}{\sqrt{\pi}} \right] + \right. \quad (28)$$

$$\left. + \frac{\lambda}{2} \left[\tau(\tau_0 - \tau) \ln \frac{\tau_0 - \tau}{\tau} + \frac{\tau_0}{2} (\tau_0 - 2\tau) \right] \right\}.$$

Substituting these expansions into eqs. (26) and (27) we obtain the following expressions for the CMB intensity change and polarization profiles (for the observer reference frame):

$$r(x, \mu, \tau_0) \sim \begin{cases} (\lambda/2)\tau_0/\sqrt{2\pi}, & \mu \ll \tau_0\phi(x), \\ \phi(x)\tau_0, & \mu \gg \tau_0\phi(x), \end{cases} \quad (29)$$

$$P(x, \mu, \tau_0) \sim \begin{cases} -\frac{3}{32} \frac{\lambda W}{\pi} \tau_0^2 \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \left(C - \frac{1}{6} + \ln \frac{\tau_0}{\sqrt{\pi}} \right) + \frac{\lambda}{4} \right], & \mu \ll \tau_0\phi(x), \\ -\frac{1}{64} \frac{\lambda W}{\pi} \phi^2(x) \frac{1-\mu^2}{\mu^2} \tau_0^4 \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \left(C - \frac{1}{4} + \ln \frac{\tau_0}{\sqrt{\pi}} \right) + \frac{3}{8} \lambda \right], & \mu \gg \tau_0\phi(x). \end{cases} \quad (30)$$

At low values of τ_0 the last formula is in a good agreement with the results of numerical calculations. For example, the polarization dependency on τ_0 is

quite sharp ($\sim \tau_0^4$) for $\mu \gg \tau_0 \phi(x)$, but is more slow ($\sim \tau_0^4$) for $\mu \ll \tau_0 \phi(x)$. For approximate estimation of polarization the accuracy of eq. (30) is quite enough. For example, at $\tau_0 = 0.01$ and $\mu > 0.1$ its error is less than 3.5%.

4. *Conclusion.* In this work we investigate the possible observational display of Thomson scattering on free electrons and of resonance scattering in a spectral line of cosmic microwave background radiation in the flat moving layers from "dark ages" epoch ($10 < z < 1000$). The formulae for appearing anisotropy and polarization of CMB are obtained and numerical calculations are made. We show that for characteristic parameters according to recent models of substance evolution at that period the values of intensity fluctuations and polarization of cosmic microwave background may be in the following ranges: $\Delta I/I_0 = 10^{-4} + 10^{-6}$, $Q/I = 10^{-6} + 10^{-7}$. The effects are observable and their discover would be a sufficient forward step in investigations of substance evolution in the pre-galactic epoch.

We do not consider a transfer of the calculated intensity and polarization changes through a homogeneous universe from $z = 150$ to $z = 0$. The possible distortions caused by such a transfer are defined by optical thickness of the universe due to Thomson scattering. According to the recent measurements in the BOOMERANG and MAXIMA experiments (see [22,23]) the Thomson optical thickness of the universe between $z = 0$ and $z = 1100$ is evaluated to be less than 0.1. As we concerned by an interval between $z = 0$ and $z = 150$ the distortions of the calculated fluctuations will not exceed probably a few percents which is undoubtedly less than an uncertainty of the protoobject models.

Acknowledgements. We are grateful to Yu.Parijskij, V.Ivanov, D.Nagirner and A.Starobinsky for the interest and useful discussions. This research is supported in part by Grant #00-15-96607 under the program "Leading Scientific Schools" and by Grant #02-02-16535 from the Russian Foundation for Basic Research.

¹ Astro-Space Center, Lebedev's Physical Institute, Moscow, Russia, e-mail: nadya_sh@mail.ru

² Saint-Petersburg State University, Sobolev Astronomical Institute, Saint-Petersburg, Russia

³ Special Astrophysical Observatory, Saint-Petersburg Department, Saint-Petersburg, Russia

ПОЛЯРИЗАЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО КОСМИЧЕСКОГО ФОНА, РАССЕЯННОГО ДВИЖУЩИМИСЯ ПЛОСКИМИ ПРОТООБЪЕКТАМИ

Н.Н.ШАХВОРОСТОВА¹, С.И.ГРАЧЕВ², В.К.ДУБРОВИЧ³

Рассматриваются возможные наблюдательные проявления протообъектов, относящихся к эпохе "темных веков" ($10 < z < 1000$) до образования самосветящихся галактик и звезд. Такие объекты могут искажать микроволновый космический фон. Образование этих объектов обсуждается в теории "блинов" и в модели "иерархического сгущивания". Согласно этим теориям можно считать эти протообъекты плоскими слоями. Рассматривается как томсоновское (с релеевской фазовой матрицей), так и резонансное (при полном перераспределении по частоте) рассеяние микроволнового космического фонового излучения движущимся плоским слоем. Возникающие при этом анизотропия и поляризация микроволнового космического излучения рассчитаны для широкой области оптических толщин слоя (от оптически тонкого слоя до оптически толстого). Для оптически тонкого слоя получены также и аналитические решения и проведено их сравнение с численными решениями.

REFERENCES

1. *V.K.Dubrovich*, *Astronomy Letters*, **3**, 243, 1977.
2. *A.G.Doroshkevich*, *Ya.B.Zeldovich*, *R.A.Sunyaev*, "Formation and Evolution of Galaxies and Stars", М., Nauka, 1976 (in Russian).
3. *Ya.B.Zeldovich*, *I.D.Novikov*, "Structure and Evolution of the Universe", М., Nauka, 1975 (in Russian).
4. *S.F.Shandarin*, *A.G.Doroshkevich*, *Ya.B.Zeldovich*, *Espeli Fizicheskikh Nauk*, **139**, 83, 1983 (in Russian).
5. *P.J.E.Peebles*, "The large-scale structure of the Universe", Princeton University Press, Princeton, N.J., 1980.
6. *A.Knebe*, *V.Muller*, *Astron. Astrophys.*, **341**, 1, 1999.
7. *N.A.Bahcall*, *Comments in Astrophysics*, **11**, 283, 1987.
8. *V.K.Dubrovich*, *Astron. Astrophys.*, **324**, 27, 1997.
9. *V.K.Dubrovich*, *Astron. Astrophys. Transactions*, **5**, 57, 1994.
10. *V.Dubrovich*, *B.Partridge*, *Astron. Astrophys. Transactions*, **19**, 233, 2000.
11. *A.Doroshkevich*, *V.Dubrovich*, *astro-ph/0108213*, 2001.
12. *A.Jenkins et al.*, *Astrophys. J.*, **499**, 20, 1998.

13. *P.Shapiro*, astro-ph/0104315, 2001.
14. *V.K.Dubrovich*, *Astronomy Letters*, **27**, 207, 2001.
15. *S.Lepp, M.Shull*, *Astrophys. J.*, **280**, 465, 1984.
16. *R.A.Sunyaev, Ya.B.Zeldovich*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **190**, 413, 1980.
17. *Ya.B.Zeldovich, R.A.Sunyaev*, *Astronomy Letters*, **6**, 285, 1980.
18. *R.A.Sunyaev, Ya.B.Zeldovich*, in *R.Sunyaev, ed., Soviet Scientific Reviews Sect. E: Astrophysics and Space Physics Rev.*, vol.1. Harwood Academic Publishers, New York, 1981, p.1.
19. *S.Chandrasekhar*, "Radiative Transfer", Oxford, 1950.
20. *V.V.Ivanov*, *Astron. Astrophys.*, **303**, 609, 1995.
21. *V.V.Ivanov, S.I.Grachev, V.M.Loskutov*, *Astron. Astrophys.*, **318**, 315, 1997.
22. *P. de Bernardis et al.*, *Nature*, **404**, 905, 2000.
23. *A.Jaffe et al.*, astro-ph/0007333, 2000.

УДК: 524.8

ТЕМПЕРАТУРА РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В
КОНФОРМНОЙ КОСМОЛОГИИВ.В.ПАПОЯН^{1,2}, В.Н.ПЕРВУШИН², Д.В.ПРОСКУРИН²

Поступила 12 февраля 2003

Принята к печати 16 апреля 2003

Предложена схема, которая позволяет объяснить происхождение наблюдаемой температуры реликтового излучения, если рассматривать это излучение как продукт распада первичных векторных бозонов, в рамках конформной космологии тела Хойла-Нарликара.

1. *Введение.* К наиболее фундаментальным утверждениям современной космологии относятся утверждения о возникновении и эволюции Вселенной. Основой для этих утверждений служат данные астрофизических наблюдений и их теоретическая интерпретация. Результаты астрофизических наблюдений можно условно подразделить на три категории:

1) результаты измерения предсказанной Фридманом [1] и обнаруженной Хабблом [2] зависимости красного смещения спектральных линий атомов космических объектов от их расстояния до Земли;

2) результаты измерений по распределению химических элементов во Вселенной, которые свидетельствуют о ничтожно малом вкладе видимой барионной материи (около 3%) в космическую эволюцию [3] и несут определенную информацию об уравнении состояния материи в эпоху первичного нуклеосинтеза;

3) результаты измерения параметров реликтового излучения с наблюдаемой температурой $\sim 2.7\text{K}$, которое возникло в результате отделения вещества от радиации при больших значениях ($z \sim 1000$) красного смещения и позволяет судить об эволюции ранней Вселенной [4].

В последние годы получены новые данные [5,6] для значений красного смещения $z \sim 1$ и $z \sim 1.7$. Эти данные отражают состояние "вещества", которое дает основной вклад в космическую эволюцию на расстояниях, сравнимых с размером Вселенной, и свидетельствуют о том, что наша Вселенная заполнена, в основном, не массивной "пылью" далеких и потому невидимых галактик, как предполагалось ранее, а загадочным веществом совершенно другой природы, с другим уравнением состояния, названным *Квинтэссенцией* [7,8].

Во фридмановской космологии [1] данные наблюдений принято интерпретировать как свидетельство расширения Вселенной. Однако

предполагая, что вместе с расширением Вселенной "расширяются" все длины, необходимо ответить на вопрос - изменяется ли при этом эталон измерения длины¹, так как все перечисленные данные получены путем измерений в единицах определенных эталонов.

В первых моделях сценария горячей Вселенной [10] и в инфляционной модели эволюции Вселенной [11] предполагается, что:

1) первичная материя представляет собой огненный шар безмассовых частиц, испытывающих в ходе эволюции ряд фазовых переходов;

2) начальные данные эволюции определяются абсолютными планковскими единицами: массой, длиной, временем;

3) существует некий абсолютный эталон измерения длины, который не изменяется вместе с расширяющейся Вселенной.

В предыдущей работе [12] предложена модель, использующая относительный эталон измерения, который расширяется вместе со Вселенной, что вполне естественно, если полагать, что приборов для измерения абсолютных длин не существует, а измеримыми являются только отношения длин к эталону. В такой модели результаты измерений не могут зависеть от космологического фактора. Подчеркнем, что такое исключение масштабного фактора не означает отсутствия космической эволюции, так как действие и уравнения ОТО в этом подходе приводят к эволюции масс. Космический масштаб интервалов длин в единицах относительного эталона измерения становится масштабом масс, которые постоянно растут, а масса Планка, наряду с другими измеряемыми массами (массами элементарных частиц, например), становится динамической переменной - так называемой *бегущей массой Планка*. В таком подходе спектр фотонов, испущенных атомами далеких звезд два миллиарда лет тому назад, "запоминает" размер атома, который определяется его массой. Этот спектр сравнивается со спектром таких же атомов на Земле, но с увеличенной массой. Результатом такого сравнения становится наблюдаемое красное смещение спектральных линий от атомов далеких звезд [13,14].

Пересчет данных астрофизических наблюдений в терминах относительного эталона (конформного времени, конформной плотности, температуры, бегущей массы Планка и других) приводит к совпадению параметров космической эволюции и физики элементарных частиц [14-16], которые можно было бы считать случайными, если бы их не было так много. В частности, оказалось, что в единицах относительного эталона измерения данные по зависимости красного смещения от расстояния

¹ С необходимостью определения эталона измерения в теории поля столкнулся еще Максвелл. Во введении к "Трактату об электричестве и магнетизме" Максвелл писал: "С математической точки зрения наиболее важным понятием при рассмотрении любого явления является понятие измеряемой величины. Поэтому я буду подходить к электрическим явлениям главным образом с точки зрения их измеримости, описывая методы измерения и определяя эталоны, от которых они зависят" [9].

сверхновых [5,6] и данные по нуклеосинтезу [3] соответствуют одному и тому же предельно жесткому уравнению состояния [14]. Такое уравнение состояния хорошо моделируется свободным и однородным скалярным полем [15], которое, следуя терминологии работы [7], будем называть "квинтэссенцией", однако подчеркнем, что такое определение отличается от общепринятого. Таким образом, можно считать, что относительный эталон измерения значительно упрощает сценарии эволюции Вселенной по сравнению со всеми сценариями, использующими абсолютный эталон.

Введение относительного эталона превращает планковские абсолюты в динамические параметры, зависящие от бегущей массы Планка, поэтому его использование не совместимо с гипотезой о существовании планковской эпохи ранней Вселенной, а квантование полей Стандартной Модели (СМ) в рамках теории возмущений становится несовместимым с гипотезой первичного "огненного шара безмассовых частиц", так как нормированная волновая функция продольных векторных бозонов оказывается сингулярной при нулевой массе [17,18]. Можно показать, в частности, что в рамках теории, объединяющей СМ и эйнштейновскую теорию гравитации с использованием относительного эталона, существуют такие начальные значения параметра Хаббла и масс, для которых происхождение наблюдаемой материи объясняется космологическим рождением массивных векторных бозонов из вакуума в режиме предельно жесткого уравнения состояния [16-18]. В этом случае реликтовое излучение возникает как продукт распада векторных бозонов и наследует температуру этих бозонов ≈ 2.7 К.

В предыдущей работе [12] была построена космологическая модель, объединяющая СМ теории элементарных частиц на фоне риманова пространства-времени с Общей Теорией Относительности (ОТО) в предположении об относительности эталонов измерения. В рамках предложенной модели в конформно-плоской метрике был рассмотрен эффект космологического рождения массивных векторных бозонов из вакуума, при этом интеграл плотности числа рожденных частиц в низшем порядке теории возмущения оказался расходящимся. Эта расходимость, на наш взгляд, является следствием установленного в [19,20] факта отсутствия безмассового предела теории векторного поля с массой. Далее, исходя из естественного предположения о том, что окончательным продуктом распада первичных бозонов является излучение, удалось показать, что при температуре порядка массы бозонов Вселенная в стадии доминантности излучения порождает столько бозонов с плотностью порядка T^3 , сколько их нужно для объяснения самого существования стадии радиационной доминантности.

В настоящей работе, во многом основанной на следствиях модели предыдущей работы [12], предложена правдоподобная схема, которая

позволяет понять происхождение наблюдаемой температуры реликтового излучения, рассматриваемого как продукт распада первичных векторных бозонов в рамках конформной космологии типа Хойла-Нарликара [13].

2. *Уравнение состояния модели.* Для решения проблемы происхождения материи во Вселенной в контексте обнаруженного эффекта интенсивного рождения векторных бозонов был предложен сценарий холодной Вселенной с неизменной температурой. В рамках предложенной модели, согласно выводам работы [21], наблюдаемым временем является конформное время. Предполагая также, что состояние вещества во Вселенной хорошо моделируется предельно жестким уравнением состояния, нетрудно получить

$$a^2(\eta) = a_I^2(1 + 2 H_I \eta) = (1 + 2 H_0(\eta - \eta_0)), \quad (1)$$

что согласуется с твердо установленными закономерностями первичного нуклеосинтеза (см., например, [3]). В последнем соотношении конформное время η определяется согласно

$$d\eta = \bar{N}_0(x^0) dx^0, \quad (2)$$

где $\bar{N}_0(x^0)$ - функция хода времени в известной АДМ параметризации, a_I и H_I - первичные значения космического масштаба и параметра Хаббла, а $a_0 = 1$ и H_0 - их современные значения, причем, ввиду того, что в ходе эволюции Вселенной сохраняются их комбинации, между этими величинами существует связь

$$a_I^2 H_I = a^2(\eta) H(\eta) = H_0. \quad (3)$$

Поскольку в дальнейшем предельно жесткое уравнение состояния будет привлечено для оценки температуры реликтового излучения, уместно несколько подробнее остановиться на его использовании в качестве модели состояния вещества Вселенной. Во-первых, как показано в [14], предельно жесткое уравнение состояния хорошо согласуется с последними данными по зависимости красного смещения от расстояния до сверхновых и поэтому пригодно для описания современной стадии ускоряющейся эволюции. Во-вторых, предельно жесткая стадия в конформной космологии не противоречит принятому описанию химического состава Вселенной.

В работе [12] реликтовое излучение рассматривается как конечный продукт распада первичных векторных бозонов. Нетрудно убедиться, что рождение пары каких-либо массивных частиц во Вселенной возможно лишь тогда, когда их масса $M_\nu(\eta = 0) = M_I$ больше первичного параметра Хаббла, т.е. $M_I/H_I = \gamma_\nu \geq 1$. Действительно, первичное значение параметра Хаббла H_I задает естественную единицу времени $\eta_I = 1/2 H_I$ как минимальное время жизни Вселенной и, как следует из соотношения неопределенности для энергии $\delta E \eta \geq \hbar$, характерное время всех физических

процессов с изменением энергии δE меньше этого времени жизни $\eta_I = 1/2 H_I$, поэтому ясно, что $M_I \geq H_I$.

3. *Оценка температуры реликтового излучения.* Чтобы устранить расходимость в интеграле для плотности родившихся частиц [22]

$$n_\nu(\eta) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dq q^2 [\mathcal{N}^{\parallel}(q, \eta) + 2\mathcal{N}^{\perp}(q, \eta)] \rightarrow \infty \quad (4)$$

и оценить температуру реликтового излучения, умножим функцию распределения первичных бозонов $\mathcal{N}^{\parallel}(q, \eta)$ и $\mathcal{N}^{\perp}(q, \eta)$ [12] на функцию распределения Бозе-Эйнштейна, положив постоянную Больцмана $k_B = 1$

$$\mathcal{F}(T, q, M_\nu(\eta), \eta) = \left\{ \exp \left[\frac{\omega_\nu(\eta) - M_\nu(\eta)}{T} \right] - 1 \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Выражение (4) для плотности частиц запишем в виде

$$n_\nu(T, \eta) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dq q^2 \mathcal{F}(T, q, M(\eta), \eta) [\mathcal{N}^{\parallel}(q, \eta) + 2\mathcal{N}^{\perp}(q, \eta)]. \quad (6)$$

В конформной космологии температура является неизменной величиной, и если исходить из отмеченного выше обстоятельства о том, что состояние материи описывается предельно жестким уравнением состояния, то, как следствие (3), в этих условиях единственной сохраняющейся величиной будет

$$M_I^2 H_I = M^2(0) H_0.$$

Теперь, полагая, что начальные значения температуры наследуют начальные значения параметра Хаббла

$$T = M_I = H_I, \quad (7)$$

закключаем, что

$$T = [M_I^2 H_I]^{1/3} = [M^2(0) H_0]^{1/3} = 2.76 \text{ К}, \quad (8)$$

где $M(0)$ - современное значение массы векторного W -бозона. Покажем, что такое совпадение температуры (8) с температурой реликтового излучения не случайно. Действительно, рассмотрим разные значения интеграла (6) при условии (7) и предполагая, что характерная продолжительность всех процессов во Вселенной не должна превышать минимального времени существования Вселенной. Вычисления показывают, что плотность векторных бозонов (6) в течение короткого времени $\eta_I = 1/2 H_I$ достигает определенного значения и в дальнейшем лишь слабо зависит от времени, другими словами, достаточно быстро устанавливается квазиравновесное состояние. С другой стороны, рис.1 работы [12] демонстрирует, что доминирующим в интеграл (6) является вклад больших импульсов, а это означает релятивистскую зависимость плотности от температуры

$$n_\nu = CT^3.$$

Численный расчет (6) дает для константы C следующее значение:

$$C = \frac{n_\nu}{T^3} = \frac{1}{2\pi^2} \{ [1.877]^{11} + 2[0.277]^4 \} = 2.432, \quad (9)$$

где вклады продольных и поперечных бозонов обозначены как \parallel и \perp , соответственно. Расчеты показывают, что температура векторных бозонов устанавливается за время меньшее, чем время их окончательного формирования.

Система оказывается в устойчивом термодинамическом равновесии, если время, за которое устанавливается температура векторных бозонов (время релаксации)

$$\eta_{relax} = \frac{1}{n(T^3)\sigma_{scat}} \leq \frac{1}{2H_I}, \quad (10)$$

будет меньше времени их формирования, которое можно оценить через время жизни Вселенной $\eta_I = 1/2H_I$. Расчеты показывают, что это выполняется. С другой стороны, время жизни родившихся в ранней Вселенной бозонов в безразмерных единицах $\tau_L = \eta_L/\eta_I$, где $\eta_I = (2H_I)^{-1}$, можно оценить, используя уравнение состояния $a^2(\eta) = a_I^2(1 + \tau_L)$ и определение времени жизни W -бозонов в Стандартной Модели

$$1 + \tau_L = \frac{2H_I \sin^2\theta_W}{\alpha_{QED} M_W(\eta_L)} = \frac{2\sin^2\theta_W}{\alpha_{QED}\gamma_\nu\sqrt{1 + \tau_L}}, \quad (11)$$

где θ_W - угол Вайнберга, $\alpha_{QED} = 1/137$ и $\gamma_\nu = M_I/H_I \geq 1$.

Решение уравнения (11)

$$\tau_L + 1 = \left(\frac{2\sin^2\theta_W}{\gamma_\nu\alpha_{QED}} \right)^{2/3} \approx \frac{16}{\gamma_\nu^{2/3}} \quad (12)$$

дает оценку времени жизни родившихся бозонов при $\gamma_\nu = 1$

$$\tau_L = \frac{\eta_L}{\eta_I} \approx \frac{16}{\gamma_\nu^{2/3}} - 1 = 15, \quad (13)$$

которое в 15 раз больше времени релаксации. Таким образом, время релаксации меньше времени формирования векторных бозонов, и мы можем ввести понятие температуры векторных бозонов, которую наследуют конечные продукты их распада, т.е. гамма-кванты, формирующие, согласно современным представлениям, реликтовое излучение. Можно показать, что температура фотонов совпадает с постоянной температурой первичных бозонов $T = 2.76$ К. Действительно, если один фотон возник от аннигиляции продуктов распада W^\pm -бозонов, а другой фотон - Z -бозонов, то плотность фотонов с постоянной температурой

$$\frac{n_\gamma}{T^3} = \frac{1}{\pi^2} \{2.432\}. \quad (14)$$

В этом случае их температура будет иметь порядок температуры реликтового излучения $T = T_{CMB} = 2.73 \text{ K}$.

Температура излучения, возникшего в результате аннигиляции и распада W^\pm - и Z -бозонов, в рамках рассматриваемой модели не меняется со временем, а простая оценка, выполненная выше, дает значение удивительно близкое к наблюдаемой температуре реликтового излучения, рассматриваемой как фундаментальная константа - "интеграл движения" предельно жесткого уравнения состояния (8).

4. *Заключение.* В работе предлагается объяснение происхождения температуры реликтового излучения как продукта распада первичных векторных бозонов в рамках конформной космологии с относительным эталоном измерения. Показано, что температура реликтового излучения возникает как следствие сохранения связанной с предельно жестким уравнением состояния комбинации параметра Хаббла и бегущей массы Планка и оценивается $\sim 2.76 \text{ K}$.

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

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

THE TEMPERATURE OF COSMIC MICROWAVE BACKGROUND RADIATION IN CONFORMAL COSMOLOGY

V.PAPOYAN^{1,2}, V.PERVUSHIN², D.PROSKURIN²

A scheme permitting the explanation of the origin of the observed temperature of the CMB radiation, considered as a product of the decay of primary vector bosons within the framework of conformal cosmology of the Hoyle-Narlikar type, is proposed.

Key words: *Cosmology:relict radiation:temperature - cosmology:theory*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.A.Friedmann*, *Z. für Phys.*, **10**, 377, 1922; *Ibid*, **21**, 306, 1924; *А.А.Фридман*, *Мир как пространство и время*, Наука, М., 1965.
2. *E.Hubble*, *The Realm of the Nebulae*, New Haven, Yale Univ. Press, 1936; repr. Dover Publications, Inc., N.Y., 1969.
3. *S.Weinberg*, *First Three Minutes. A modern View of the Origin of the Universe*, Basic Books, Inc., Publishers, New-York, 1977.
4. *J.R.Bond, P.Ade, A.Balbi et al.*, (MaxiBoom collaboration), *CMB Analysis of Boomerang & Maxima & the Cosmic Parameters $\Omega_{tot}, \Omega_b h^2, \Omega_{cdm} h^2, \Omega_\Lambda, n_s$* , in: *Proc. IAU Symposium 201 (PASP), CITA-2000-65*, 2000. [astro-ph/0011378].
5. *A.G.Riess et al.*, *Astron. J.*, **116**, 1009, 1998; *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
6. *A.G.Riess et al.*, *Astrophys. J.*, **560**, 49, 2001; [astro-ph/0104455].
7. *I.Zlatev, L.Wang, P.J.Steinhardt*, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 896, 1999; *C.Wetterich*, *Nucl. Phys.*, **B302**, 668, 1988.
8. *Д.Чернин*, *УФН*, **171**, 11, 2001.
9. *Д.К.Максвелл*, *Трактат об электричестве и магнетизме*, Наука, М., т.1, 1989, с.10.
10. *G.Gatow*, *Phys. Rev.*, **70**, 572, 1946; *ibid*, **74**, 505, 1948.
11. *А.Д.Линде*, *Физика элементарных частиц и инфляционная космология*, Наука, М., 1990.
12. *В.В.Папоян, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин*, *Астрофизика*, **46**, 119, 2003.
13. *J.V.Narlikar*, *Space Sci. Rev.*, **50**, 523, 1989.
14. *D.Behnke, D.B.Blaschke, V.N.Pervushin, D.V.Proskurin*, *Phys. Lett.*, **B530**, 20, 2002; [gr-qc/0102039].
15. *V.N.Pervushin, D.V.Proskurin, A.A.Gusev*, *Grav. Cosmology*, **8**, 181, 2002.
16. *D.Blaschke, V.Pervushin, D.Proskurin et al.*, *Cosmological creation of vector bosons and CMB*, gr-qc/0103114; hep-th/0206246; *V.N.Pervushin, D.V.Proskurin*, *Proc. V International Conference on Cosmoparticle Physics (Cosmion-2001) dedicated to 80-th Anniversary of Andrei D.Sakharov (21-30 May 2001, Moscow-St.Petersburg, Russia)*; gr-qc/0106006.
17. *Г.Венцель*, *Введение в квантовую теорию волновых полей*, ОГИЗ-ГИТТЛ. М., 1947.
18. *Н.-P.Pavel, V.N.Pervushin*, *Int. J. Mod. Phys.*, **A14**, 2285, 1999.
19. *В.И.Огиевский, И.В.Полубаринов*, *ЖЭТФ*, **41**, 246, 1961.
20. *А.А.Славнов, Л.Д.Фаддеев*, *ТМФ*, **3**, 18, 1970.
21. *M.Pawlowski, V.V.Papoyan, V.N.Pervushin, V.I.Smirichinski*, *Phys. Lett.*, **B444**, 293, 1998.
22. *G.L.Parker*, *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 562, 1968; *Phys. Rev.*, **183**, 1057, 1969; *Phys. Rev.*, **D3**, 346, 1971.

УДК: 524.8:531.51

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА БРАН-МОДЕЛЕЙ
И ВАКУУМНЫЕ ЭФФЕКТЫ

А.А.ЕРАНЯН, А.А.СААРЯН

Поступила 24 января 2003

Принята к печати 16 апреля 2003

Наложение граничных условий на фоновые поля модели бран-миров приводит к отличным от нуля вакуумным средним соответствующего тензора энергии-импульса. В данной работе методами качественной теории динамических систем исследована генерируемая этим тензором космологическая эволюция. Для моделей с однородными и изотропными подпространствами на бранах рассмотрены все возможные типы космологической динамики и исследовано поведение соответствующих решений в ранние и поздние стадии эволюции.

1. *Введение.* Многие фундаментальные теории, объединяющие различные физические взаимодействия, естественно и самосогласованно формулируются в пространстве-времени с числом измерений больше четырех. Одной из основных проблем этих теорий является механизм, благодаря которому дополнительные измерения скрыты, так что при изучении обычных физических явлений пространство-время выглядит как эффективно четырехмерное. До недавнего времени в основном рассматривались теории типа моделей Калуцы-Клейна, в которых дополнительные измерения компактны и по существу однородны. Именно компактность дополнительных измерений обеспечивает в таких моделях эффективную четырехмерность пространства-времени на расстояниях, превышающих масштаб компактификации. Однако в последнее время особое внимание стало уделяться представлению о бран-мирах, в котором подразумевается локализация обычного вещества на трехмерном многообразии-бране, вложенном в объемлющее многомерное пространство, а дополнительные измерения доступны только гравитонам и, возможно, другим гипотетическим частицам, слабо взаимодействующим с веществом. В моделях бран-миров дополнительные измерения могут иметь большой или даже бесконечно большой размер и могут приводить к экспериментально наблюдаемым эффектам. Наличие больших дополнительных измерений позволяет редуцировать фундаментальный многомерный гравитационный масштаб к энергиям порядка 1 ТэВ [1] и тем самым разрешить проблему иерархии между планковским и электрослабым масштабами. Одним из наиболее популярных сценариев бран-миров является модель, предложенная Рандалл и Сундрумом [2]. Она основана на нефакторизуемой геометрии

и содержит одно дополнительное измерение, являющееся S_1/Z_2 орбифолдом. Две браны с тремя пространственными измерениями и с противоположными натяжениями находятся в неподвижных точках орбифолда и вместе с отрицательной фоновой космологической постоянной являются источником пятимерной гравитации. Соответствующая пространственно-временная метрика содержит фактор, который экспоненциально зависит от радиуса дополнительной размерности. В сценарии, предложенном в [2], расстояние между бранами связано с вакуумным ожиданием безмассового четырехмерного скалярного поля (поле радиона). Это модулярное поле имеет нулевой потенциал и, следовательно, расстояние не определяется динамикой модели. Для успешной реализации сценария необходим механизм генерации потенциала для стабилизации расстояния между бранами. Один из возможных механизмов стабилизации основан на силах Казимира, генерированных квантовыми вакуумными флуктуациями фоновых полей. Для конформно-связанного скалярного поля этот эффект сначала был рассмотрен в [3] в контексте М-теории и далее в работах [4-17] для фоновой геометрии Рандалл-Сундрума и некоторых ее обобщений.

В данной работе рассмотрена гравитационная динамика бран-моделей, управляемая вакуумными средними тензора энергии-импульса фоновых полей. В следующем разделе выявлена форма вакуумного тензора энергии-импульса и выписаны соответствующие космологические уравнения. Показано, что их можно представить в виде автономной динамической системы второго порядка. В разделе 3 проведен качественный анализ моделей с плоскими подпространствами на бранах и описана соответствующая космологическая эволюция. Раздел 4 посвящен анализу моделей с подпространствами отрицательной и положительной кривизны на бранах. Основные результаты работы подытожены в Заключение.

2. Космологические уравнения и динамическая система.

Рассмотрим D -мерное пространство-время с двумя параллельными $D-1$ -мерными бранами. Для выявления формы вакуумного тензора энергии-импульса фоновых конформных полей предположим сначала, что фоновая геометрия является плоской (многообразие $R \times R^{D-2} \times S^1/Z_2$). Соответствующий интервал можно записать в виде

$$ds_0^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \eta_{ik} dx^i dx^k - L^2 dz^2, \quad (1)$$

где греческие и латинские индексы принимают значения $0, 1, \dots, D-1$ и $0, 1, \dots, D-2$, соответственно, $\eta_{\mu\nu}$ - метрика Минковского, и мы ввели перемасштабированную координату z вдоль размерности S^1/Z_2 . Будем полагать, что браны расположены в точках $z=0$ и $z=1$, а расстояние между ними равно L . Общую форму вакуумного тензора энергии-импульса можно определить из соображений симметрии и уравнения непрерывности.

Во-первых, из симметрии задачи и условия нулевого следа следует, что вакуумный тензор энергии-импульса должен иметь вид

$$\langle 0|T_{\mu}^{(0)\nu}|0\rangle = \epsilon_0 \text{diag}(1, 1, \dots, 1, -(D-1)), \quad (2)$$

где $|0\rangle$ - амплитуда соответствующего вакуумного состояния, ϵ_0 - плотность энергии, которая может быть функцией только от z . Из уравнения непрерывности следует, что ϵ_0 является постоянным, зависящим от расстояния между бранами. Для конформных полей эта зависимость имеет вид $\epsilon_0 = J/L^D$, где числовая постоянная J зависит от конкретного поля. При $J < 0$ вакуумные силы, действующие на браны, имеют характер притяжения, а при $J > 0$ - отталкивания. Ниже мы не будем конкретизировать значение этой постоянной.

Для исследования гравитационного воздействия вакуумных эффектов на фоновую геометрию соответствующий интервал представим в виде

$$ds^2 = N(t)dt^2 - a^2(t)g_{ik}dx^i dx^k - L^2(t)dz^2, \quad (3)$$

где функция $N(t)$ определяется выбором временной координаты, g_{ik} , $i, k = 1, \dots, n$ является метрикой $n = D - 2$ -мерного пространства постоянной кривизны, описывающей геометрию бран, $a(t)$ - соответствующий масштабный фактор. В адиабатическом приближении вакуумный тензор энергии-импульса на искривленном фоне (3) представится в виде

$$\langle 0|T_{\mu}^{\nu}|0\rangle = \epsilon \text{diag}(1, 1, \dots, 1, -(D-1)), \quad \epsilon = \frac{J}{L^D(t)}. \quad (4)$$

Заметим, что такой тензор энергии-импульса удовлетворяет уравнению непрерывности на фоне метрики, определяемой интервалом (3).

Для метрики (3) и тензора энергии-импульса (4) уравнения гравитационного поля (здесь и ниже принята система единиц $c = 1$, $\hbar = 1$, а G_D - D -мерная гравитационная постоянная)

$$R_{\mu}^{\nu} = 8\pi G_D \langle 0|T_{\mu}^{\nu}|0\rangle, \quad (5)$$

могут быть записаны в следующем виде,

$$\begin{aligned} n \frac{\ddot{a}}{a} - n \frac{\dot{a}}{a} \frac{\dot{N}}{N} + \frac{\ddot{L}}{L} - \frac{\dot{L}}{L} \frac{\dot{N}}{N} &= -8\pi G_D \frac{JN^2}{L^D}, \\ \frac{\ddot{a}}{a} - \frac{\dot{a}}{a} \frac{\dot{N}}{N} + \frac{\dot{a}}{a} \frac{\dot{L}}{L} + (n-1) \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k(n-1)N^2}{a^2} &= -8\pi G_D \frac{JN^2}{L^D}, \\ \frac{\ddot{L}}{L} + n \frac{\dot{a}}{a} \frac{\dot{L}}{L} - \frac{\dot{L}}{L} \frac{\dot{N}}{N} &= 8\pi(n+1)G_D \frac{JN^2}{L^D}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $n = D - 2$ - пространственная размерность бран, точка означает производную по времени, $k = 0, 1, -1$ для бран с нулевой, положительной и отрицательной пространственной кривизной.

Выбирая конформную временную координату $N = a$ и введя обозначения

$H \equiv \dot{a}/a$, $y \equiv \dot{L}/L$, система (6) может быть записана в виде двумерной автономной динамической системы

$$\begin{aligned} \dot{H} &= -(n+1)Hy - \frac{(n+2)(n-1)}{2}(H^2+k), \\ \dot{y} &= -y^2 + (n^2+1)Hy + \frac{n(n^2-1)}{2}(H^2+k). \end{aligned} \quad (7)$$

Плотность энергии выражается через решения этой системы с помощью соотношения

$$8\pi G_D a^2 \varepsilon = nHy + \frac{n(n-1)}{2}(H^2+k). \quad (8)$$

Заметим, что динамическая система (7) инвариантна относительно преобразований

$$t \rightarrow -t, \quad H \rightarrow -H, \quad y \rightarrow -y, \quad (9)$$

связывающих модели расширения и сжатия.

Исследуем качественную структуру фазовой картины системы уравнений (7). Качественная картина фазовых траекторий динамической системы определяется расположением и характером ее особых точек, являющихся корнями уравнений

$$P(H, y) = Q(H, y) = 0, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} P(H, y) &= -(n+1)Hy - \frac{(n+2)(n-1)}{2}(H^2+k), \\ Q(H, y) &= -y^2 + (n^2+1)Hy + \frac{n(n^2-1)}{2}(H^2+k). \end{aligned} \quad (11)$$

Отдельно рассмотрим случаи, когда $k=0$, $k=1$ и $k=-1$.

3. *Модели с плоским подпространством на бране.* При $k=0$ и при любом $n > 1$, единственной особой точкой системы (7) в конечной части фазовой плоскости (H, y) является начало координат $H=y=0$. Так как в этой точке $P'_i = Q'_i = 0$, $i = H, y$, то соответствующие собственные числа равны нулю, $\lambda_1 = \lambda_2 = 0$, и особая точка является вырожденной. Согласно обычному методу исследования таких точек (см., например, [18,19]) преобразуем систему (7) (при $k=0$) в полярные координаты

$$r = \sqrt{H^2 + y^2}, \quad \varphi = \arctg(y/H) \quad (12)$$

и произведем замену временной координаты согласно $dt_1/dt = r$. При этом вместо точки $(0, 0)$ вклеивается окружность $S^1 = \{r=0, 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}$ (см. рис.1). В полярных координатах система (7) примет вид

$$\frac{dr}{dt_1} = rZ(\varphi), \quad \frac{d\varphi}{dt_1} = N(\varphi), \quad (13)$$

где

$$Z(\varphi) = -\cos^3 \varphi \left[\operatorname{tg}^3 \varphi - (n^2 + 1) \operatorname{tg}^2 \varphi - \frac{(n+1)(n^2 - n - 2)}{2} \operatorname{tg} \varphi + \frac{(n-1)(n+2)}{2} \right],$$

$$N(\varphi) = n \cos^3 \varphi \left[\operatorname{tg}^2 \varphi + \frac{(3n+1)}{2} \operatorname{tg} \varphi + \frac{(n^2 - 1)}{2} \right]. \quad (14)$$

Прежде всего заметим, что решениями системы (13) являются лучи $\varphi = \varphi_m$, где φ_m - корни уравнения

$$N(\varphi) = 0. \quad (15)$$

Это уравнение имеет три действительных корня v_1, v_2, v_3 относительно $v = \cot \varphi$:

$$v_1 = -\frac{2}{n-1}, \quad v_2 = -\frac{1}{n+1}, \quad v_3 = 0, \quad (16)$$

причем, как это следует из соотношения (8) для плотности энергии, корни v_1 и v_3 соответствуют решениям с нулевой плотностью энергии, $\varepsilon = 0$, а корень v_2 решениям с отрицательной плотностью энергии. В соответствующих космологических решениях относительная скорость изменения расстояния между пластинами пропорциональна параметру Хаббла:

$$\frac{\dot{a}}{a} = v_i \frac{\dot{L}}{L}. \quad (17)$$

Интегрирование системы уравнений (13) с учетом (17) приводит к следующим особым решениям:

$$a = a_0 |t|^{-\frac{2}{n-1}}, \quad L = \frac{L_0}{|t|}, \quad \varepsilon = 0, \quad (18)$$

$$a = a_0 |t|^{-\frac{2}{n^2+3n+4}}, \quad L = L_0 |t|^{\frac{2(n+1)}{n^2+3n+4}}, \quad 8\pi G_D a^2 \varepsilon = -\frac{2n(n+3)}{(n^2+3n+4)^2} \frac{1}{t^2}, \quad (19)$$

$$a = a_0 = \text{const}, \quad L = L_0 |t|, \quad \varepsilon = 0, \quad (20)$$

для первого, второго и третьего корней соответственно, a_0, L_0 - постоянные интегрирования. Заметим, что для решения (19) эти постоянные связаны с коэффициентом J в выражении (4) для плотности энергии соотношением

$$\frac{J a_0^2}{L_0^D} = -\frac{2n(n+3)}{(n^2+3n+4)^2}.$$

Особые решения (18) - (20) можно также записать в терминах собственного времени τ , которое связано с конформным временем соотношением $adt = d\tau$:

$$a = a_1 |\tau|^{\frac{2}{n+1}}, \quad L = L_1 |\tau|^{\frac{n-1}{n+1}}, \quad \varepsilon = 0,$$

$$a = a_1 |\tau|^{\frac{2}{n^2+3n+2}}, \quad L = L_1 |\tau|^{\frac{2}{n+2}}, \quad 8\pi G_D \varepsilon = -\frac{2n(n+3)}{(n+1)^2(n+2)^2} \frac{1}{\tau^2}, \quad (21)$$

$$a = a_1 = \text{const}, \quad L = L_1 |\tau|, \quad \varepsilon = 0,$$

где a_1, L_1 - постоянные интегрирования. Для второго решения (21) они связаны с коэффициентом J соотношением

$$\frac{J}{L_0^D} = -\frac{2n(n+3)}{(n+1)^2(n+2)^2}.$$

Вернемся теперь к динамической системе (13). При исследовании фазовой картины этой системы можно ограничиться случаем $y \geq 0$. Фазовые траектории в области $y < 0$ получаются отсюда заменой $(H, y) \rightarrow (-H, -y)$ и изменением направления стрелок фазовых траекторий, что является следствием инвариантности динамической системы относительно отражения (9). Особыми точками системы (13) в конечной части фазовой плоскости являются следующие точки окружности S^1 :

$$A_m(r=0, \varphi = \varphi_m), \quad m = 1, \dots, 6 \quad (22)$$

где корни $\varphi = \varphi_m$ определяются из соотношений

$$\varphi_m = \arccos \omega_m, \quad \varphi_{m+3} = \varphi_m + \pi, \quad m = 1, 2, 3. \quad (23)$$

Поведение фазовых траекторий в окрестности этих точек определяется собственными числами $\lambda_1^{(m)}, \lambda_2^{(m)}$, которые, согласно (13), равны

$$\lambda_1^{(m)} = Z(\varphi_m), \quad \lambda_2^{(m)} = N'(\varphi_m). \quad (24)$$

Вычисления по формуле (14) приводят к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} \lambda_1^{(1)} &= \frac{n-1}{\sqrt{n^2-2n+5}}, & \lambda_2^{(1)} &= -\frac{n(n+3)}{\sqrt{n^2-2n+5}}, \\ \lambda_1^{(2)} &= -\frac{n^2+3n+4}{2\sqrt{n^2+2n+2}}, & \lambda_2^{(2)} &= \frac{n(n+3)}{2\sqrt{n^2+2n+2}}, \\ \lambda_1^{(3)} &= -1, & \lambda_2^{(3)} &= -n, & \lambda_i^{(m)} &= -\lambda_i^{(m+3)}, \quad i=1, 2; \quad m=1, 2, 3. \end{aligned} \quad (25)$$

Отсюда следует невырожденность особых точек. Поскольку все собственные числа действительны, то особые точки являются или узлами, или седловыми точками в зависимости от знаков собственных чисел. Собственные векторы \vec{n}_i , соответствующие собственным числам λ_i , в полярных координатах имеют компоненты $\vec{n}_1(1, 0)$ и $\vec{n}_2(0, 1)$, т.е. совпадают с осями координатной системы.

Для исследования поведения динамической системы на бесконечности перейдем к новым координатам (ρ, φ) , где $\rho = 1/r$. При таком отображении бесконечно удаленные точки переходят в точки окружности $\bar{S}^1 = \{\rho = 0, 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}$. Система (13) принимает вид

$$\frac{d\rho}{dt_1} = -\rho Z(\varphi), \quad \frac{d\varphi}{dt_1} = N(\varphi). \quad (26)$$

Здесь особыми являются точки

$$B_m(\rho = 0, \varphi = \varphi_m), \quad m = 1, \dots, 6, \quad (27)$$

с собственными числами

$$\bar{\lambda}_1^{(m)} = -Z(\varphi_m), \quad \bar{\lambda}_2^{(m)} = N'(\varphi_m), \quad (28)$$

отличающиеся от собственных чисел точек A_m знаком перед $\lambda_1^{(m)}$.

Таким образом, динамическая система (13) имеет двенадцать особых точек A_m и B_m , $m = 1 - 6$ с действительными собственными числами $\lambda_1^{(m)}$ и $\bar{\lambda}_1^{(m)}$, соответственно задаваемых выражениями (24) и (28), причем

$$\bar{\lambda}_1^{(m)} = -\lambda_1^{(m)}, \quad \bar{\lambda}_2^{(m)} = -\lambda_2^{(m)}. \quad (29)$$

Согласно стандартной схеме классификации невырожденных особых точек (см., например, [18]), отсюда следует, что точки $A_3(A_6)$, $B_1(B_4)$ являются устойчивыми (неустойчивыми) узлами, причем поскольку $|\lambda_1^{(1,3)}| < |\lambda_2^{(1,3)}|$, все траектории, кроме двух особых, касаются траекторий $\varphi = \varphi_3$ и $\varphi = \varphi_1$, соответственно. Точка $B_2(B_5)$ является неустойчивым (устойчивым) узлом. В ее окрестности все траектории, кроме особой $\varphi = \varphi_2$, касаются окружности $r = \infty$. Точки $A_1, A_2, A_4, A_5, B_3, B_6$, являются седлами. На основе проведенного анализа на рис.1 изображена фазовая картина динамической системы (7) для моделей с $k=0$. Фазовая плоскость (H, y) предварительно отображена на кольцообразную область между окружностями S^1 и \bar{S}^1 . Отрезки $B_3A_3(A_6B_6)$, $B_2A_2(A_5B_5)$ и $A_1B_1(B_4A_4)$ соответствуют особым решениям (18), (19) и (20) соответственно. Фазовые траектории в областях $B_1A_1A_6B_6$ и $B_3A_3A_4B_4$ ($B_1A_1A_3B_3$ и $B_6A_6A_4B_4$) соответствуют моделям с $\epsilon > 0$ ($\epsilon < 0$). Точкам $B_m(A_m)$ соответствуют конечные (бесконечные) значения конформной и синхронной временных координат.

Перейдем теперь к качественному описанию динамики моделей с плоским пространством на бране. Рассмотрим отдельно качественно-различные области фазовой картины рис.1.

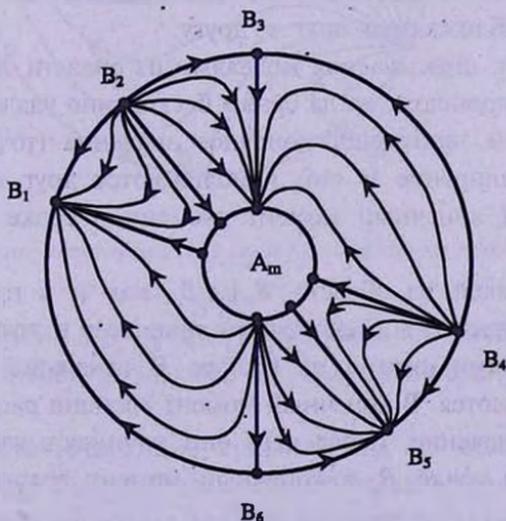


Рис.1. Фазовая картина космологической модели с плоским подпространством на бране.

а) Для траекторий из области $B_2A_2A_3B_3$ эволюция начинается в точке B_2 в конечный момент времени. Этой точке соответствуют значения $a = \infty$, $L = 0$. Поскольку в рассматриваемой области $\dot{a} < 0$, то соответствующие траектории описывают модели сжатия на бране. Браны же удаляются друг от друга. Соответствующие решения стремятся к особому решению (18) (траектория B_3A_3) при $t \rightarrow +\infty$. Таким образом, в этом пределе имеем бесконечно удаленные браны, с геометрией $D-1$ -мерного пространства-времени Минковского на них.

б) Модели из области $B_2A_2A_1B_1$ также начинают эволюцию в точке B_2 в конечный момент времени. Соответствующие решения описывают модели сжатия на бранах с монотонным удалением бран друг от друга. Эволюция заканчивается в сингулярной точке B_1 в другой конечный момент времени. В этой точке $a = 0$, $L = \infty$, т.е. браны бесконечно удалены друг от друга.

с) Модели, описываемые траекториями из области $B_4A_4A_3B_3$, начинают эволюцию в сингулярной точке B_4 в конечный момент времени. В этой точке $a = 0$, $L = \infty$, и браны бесконечно удалены друг от друга. В начальной стадии эволюции браны расширяются и приближаются. В некоторый момент времени расстояние между бранами принимает зависящее от начальных данных минимальное значение (на рис.1 этому моменту соответствуют точки пересечения траекторий с осью $y = 0$). После этого браны начинают удаляться друг от друга. В пределе $t \rightarrow +\infty$ решения стремятся к моделям, описываемым отрезком B_3A_3 .

д) Модели из области $B_4A_4A_5B_5$ являются моделями расширения на бранах. Они начинают свою эволюцию в конечный момент времени в точке B_4 со значений $a = 0$, $L = \infty$ и заканчивают ее в другой конечный момент времени в точке B_5 со значениями $a = \infty$, $L = 0$. Браны монотонно приближаются друг к другу.

е) Эволюция, описываемая моделями из области $B_5A_5A_6B_6$, начинается в бесконечном прошлом, когда браны бесконечно удалены, а масштабный фактор на бране принимает конечное значение (точка B_6). На бранах происходит расширение и они приближаются друг к другу. Эволюция заканчивается в конечный момент времени в точке B_5 со значениями $a = \infty$, $L = 0$.

ф) Для моделей из области $B_1A_1A_6B_6$, как и в предыдущем пункте, эволюция начинается в бесконечном прошлом в точке B_6 . Эти модели являются моделями сжатия на бранах. В начальной стадии эволюции браны приближаются. В конечный момент времени расстояние принимает минимальное значение, после чего они начинают удаляться. Эволюция заканчивается в точке B_1 в конечный момент времени со значениями $a = 0$, $L = \infty$.

4. *Эволюция моделей с искривленным подпространством на бранах.* Для моделей с однородным и изотропным искривленным подпространством на бранах ($k \neq 0$) особые точки на бесконечности фазовой плоскости (H, y) те же, что и в рассмотренном в предыдущем разделе случае $k=0$, т.е. таковыми являются точки B_m , определяемые согласно (27). Это обстоятельство обусловлено тем, что в уравнениях поля члены, содержащие k (вне зависимости от его знака), не играют роли на бесконечности. В этом легко убедиться преобразованием системы (7) в полярные координаты и заменой переменной $r = 1/\rho$. Нетрудно видеть, что при ρ , равном нулю (точки бесконечности), члены с k исчезают. Рассмотрим отдельно модели с пространствами на бранах положительной и отрицательной кривизны.

4.1. *Модели с $k = 1$.* В этом случае, при любом $n > 1$, динамическая система (7) не имеет особых точек для конечных значений H и y , а особые точки на бесконечности фазовой плоскости, как уже отмечалось выше, совпадают с особыми точками B_m , характер которых был исследован в предыдущем разделе. Соответствующая фазовая картина, отображенная на единичный круг, изображена на рис.2.

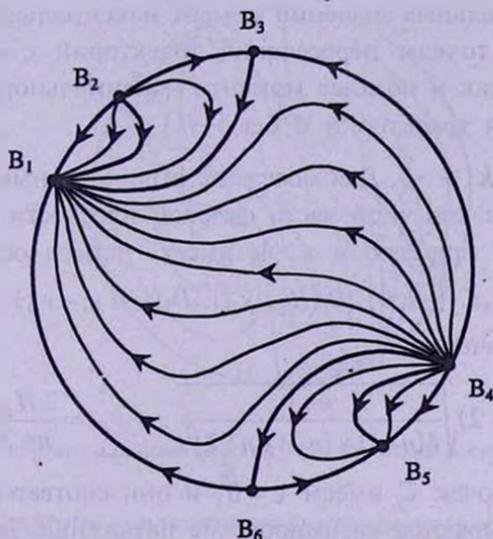


Рис. 2. Фазовая картина космологической модели с подпространством положительной кривизны на бране.

Особые траектории B_3B_1 и B_4B_6 соответствуют моделям с $\epsilon = 0$. Рассмотрим качественно различные случаи эволюций, описываемые системой (7).

а) Модели, соответствующие траекториям из области $B_1B_2B_3B_1$, представляют решения с отрицательной плотностью энергии и начинают эволюцию в точке B_2 в конечный момент времени со значениями $a = \infty$,

$L = 0$. Для этих моделей браны сжимаются и удаляются. Эволюция заканчивается в другой конечный момент времени в сингулярной точке B_1 со значениями $a = 0$, $L = \infty$.

б) Другой класс моделей с отрицательной плотностью энергии представлен траекториями из области $B_4 B_5 B_6 B_4$. Они описывают расширение бран с монотонным уменьшением расстояния между ними. Соответствующая эволюция начинается в конечный момент времени в точке B_4 со значениями $a = 0$, $L = \infty$. Эволюция заканчивается в другой конечный момент времени в точке B_5 со значениями $a = \infty$, $L = 0$.

с) Модели из области $B_1 B_3 B_4 B_6 B_1$ соответствуют положительным значениям постоянной J в формуле (4) и описывают начальное расширение на бранах с последующим сжатием. Эволюция этих моделей начинается в конечный момент времени в точке B_4 со значениями $a = 0$, $L = \infty$. Вначале браны расширяются и приближаются. Далее, после достижения минимального расстояния, они начинают удаляться, и $L \rightarrow \infty$ в другой конечный момент времени, соответствующий точке B_1 . После максимального расширения браны начинают сжиматься до точки с нулевым значением масштабного фактора (точка B_1). В зависимости от начальных значений момент максимального расширения (соответствующий точкам пересечения траекторий с осью y) может быть как раньше, так и позднее момента максимального приближения (точки пересечения траекторий с осью H).

4.2. *Модели с $k = -1$.* Для моделей с отрицательным пространством на бранах ($k = -1$) в конечной части фазовой плоскости (H, y) динамическая система (7), при любом $n > 1$, имеет четыре особые точки:

$$C_1(1, 0), C_2(-1, 0), D_1(H_D, y_D), D_2(-H_D, -y_D), \quad (30)$$

где введены обозначения

$$H_D = (n+2) \sqrt{\frac{n-1}{4(n+1) + (n-1)(n+2)^2}}, \quad y_D = \frac{2H_D}{n+2}. \quad (31)$$

Заметим, что для точек C_i имеем $\epsilon = 0$, и они соответствуют моделям, в которых не учитываются казимировские натяжения. Для моделей же, описываемых точками D_i , плотность энергии положительна, $\epsilon > 0$. Решение, соответствующее точке C_1 , имеет вид

$$a = \text{const } e', \quad L = \text{const} \quad (32)$$

в терминах конформного времени, и

$$a = \tau, \quad L = \text{const} \quad (33)$$

в терминах синхронного времени и описывает плоское пространство-время. Для точек же D_i имеем

$$8\pi G_D a^2 \epsilon = \frac{2n(n-1)}{4(n+1) + (n-1)(n+2)^2}. \quad (34)$$

Решение для точки D_1 имеет вид

$$a = \text{const } e^{H_D t}, \quad L = \text{const } e^{y_D t} \quad (35)$$

в терминах конформного времени и

$$\dot{a} = H_D \tau, \quad L = \text{const } \tau^{y_D/H_D} \quad (36)$$

в терминах синхронного времени.

Вследствие свойств инвариантности динамической системы достаточно исследовать характер особых точек C_1 и D_1 . Для точки C_1 собственные числа равны $\lambda_1 = 2$, $\lambda_2 = -(n-1)$, и эта точка является седлом. Собственные числа для точки D_1 являются комплексно-сопряженными:

$$\lambda_{1,2} = -n \frac{n+1}{4} \pm i\beta, \quad \beta = \sqrt{(n+1)(16 + n(n+1)(-8 + n(7 + 4n(n+3))))}, \quad (37)$$

и точка является устойчивым фокусом. Фазовая картина, построенная на основе проведенного анализа, изображена на рис.3.

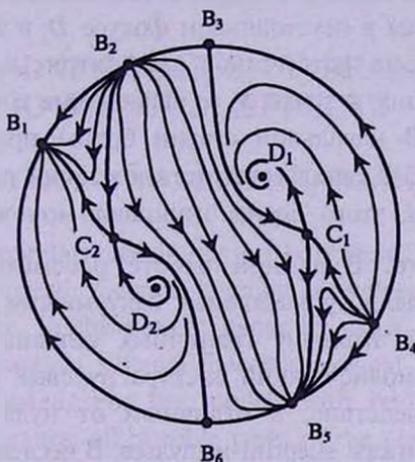


Рис.3. Фазовая картина космологической модели с подпространством отрицательной кривизны на бранс.

Рассмотрим картину эволюции рассматриваемых моделей в отдельных качественно различных областях фазовой плоскости.

а) Модели из области $B_4 C_1 B_5 B_4$ соответствуют решениям с отрицательной плотностью энергии и начинают эволюцию в конечный момент времени в точке B_4 со значениями $a=0$, $L = \infty$. Эволюция заканчивается в другой конечный момент времени в точке B_5 со значениями $a = \infty$, $L=0$. Браны монотонно расширяются и монотонно приближаются.

б) Траектории из области $B_4 C_1 B_3 B_4$ описывают модели расширения на бранах с положительной плотностью энергии. Эволюция начинается в точке B_4 в конечный момент времени. В начальной стадии браны

приближаются. Моменту максимального приближения соответствуют точки пересечения траекторий с осью $y=0$. После этого браны начинают монотонно удаляться и траектории стремятся к точке D_1 , а соответствующие решения - к решению (36) при $\tau \rightarrow +\infty$.

с) Траектории из области $B_2 C_2 B_6 B_5 C_1 B_3$ описывают смешанные модели расширения - сжатия на бранах и представляют решения с отрицательной плотностью энергии. Эти модели начинают эволюцию в конечный момент времени в точке B_2 со значениями $a = \infty$, $L = 0$. В начальной стадии браны сжимаются и удаляются. В некоторый конечный момент времени сжатие переходит в расширение. Удаление также сменяется на приближение. Эволюция заканчивается в конечный момент времени в точке B_2 со значениями $a = \infty$, $L = 0$.

д) Модели из области $B_2 C_2 B_1 B_2$ начинают эволюцию в конечный момент времени в точке B_2 со значениями $a = \infty$, $L = 0$. Эволюция заканчивается в другой конечный момент времени в точке B_1 со значениями $a = 0$, $L = \infty$. Браны монотонно сжимаются и монотонно удаляются.

е) Траектории из области $B_1 C_2 B_6 B_1$ описывают модели сжатия на бранах. Эволюция начинается в неустойчивом фокусе D_2 в бесконечном прошлом. Все решения, кроме устойчивой сепаратрисы седловой точки C_2 , заканчивают эволюцию в точке B_1 со значениями $a = 0$, $L = \infty$ в конечный момент времени. В начальной стадии браны приближаются. Моменту максимального приближения соответствуют точки пересечения траекторий с осью $y=0$. После этого браны начинают монотонно удаляться.

5. Заключение. В данной работе рассмотрена гравитационная динамика бран-модели, управляемая вакуумными эффектами фоновых конформных полей. Наличие граничных условий на бранах для этих полей приводит к модификации спектра нулевых колебаний квантового вакуума и, как следствие, к отличному от нуля вакуумным средним соответствующего тензора энергии-импульса. В исследованной выше простой модели такой тензор энергии-импульса является единственным источником гравитации в правой части многомерных уравнений Эйнштейна. Для моделей с максимально симметричным пространством на бранах описаны все возможные качественно различные варианты динамики космологической эволюции. Для решений с плоским пространством на бранах $k=0$ соответствующий им масштабный фактор является монотонной функцией времени и отсутствуют смешанные модели расширения \leftrightarrow сжатия на бранах, причем в зависимости от начальных данных они могут как приближаться, так и удаляться. Для моделей с положительно - искривленным пространством на бранах $k=1$ смешанные модели расширения \rightarrow сжатия реализуются на решениях с положительной плотностью энергии, соответствующих положительному значению постоянной J в формуле (4). Для моделей $k=1$

с $J < 0$ браны, монотонно расширяясь, приближаются или, монотонно сжимаясь, удаляются. В случае моделей с отрицательно-искривленным пространством на бранах $k = -1$ реализуются смешанные модели сжатия \rightarrow расширения бран и они соответствуют решениям с отрицательной плотностью энергии. Существуют также классы решений с отрицательной плотностью энергии, описывающие монотонное расширение или сжатие бран. Решения с $k = -1$ и с положительной плотностью энергии представляют модели с монотонным расширением или сжатием бран. Для них браны в начальной стадии приближаются и далее удаляются друг от друга.

Работа выполнена в рамках гранта 0887 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет, Армения,

e-mail: ayeran@server.physdep.r.am, saharyan@server.physdep.r.am

COSMOLOGICAL DYNAMICS OF BRANE-MODELS AND VACUUM EFFECTS

A.H.YERANYAN, A.A.SAHARYAN

The imposition of boundary conditions on bulk fields of the brane-world models leads to the nonzero vacuum expectation values for corresponding energy-momentum tensor. In the present paper by using the methods of the qualitative theory of dynamical systems the cosmological evolution generated by this tensor is investigated. For the models with homogeneous and isotropic subspaces on the branes, all possible types of the cosmological solutions are investigated at early and late stages of the evolution.

Key words: *cosmology:theory - cosmology - dynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. *N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.Dvali*, Phys. Lett., **B429**, 263, 1998; Phys. Rev., **D59**, 086004, 1999; *I.Antoniadis, N.Arkani-Hamed, S.Dimopoulos, G.Dvali*, Phys. Lett., **B436**, 257, 1998.
2. *L.Randall, R.Sundrum*, Phys. Rev. Lett., **83**, 3370, 1999.

3. *M.Fabinger, P.Horava*, Nucl. Phys., **B580**, 243, 2000.
4. *S.Nojiri, S.Odintsov*, Phys. Lett., **B484**, 119, 2000.
5. *S.Nojiri, O.Obregon, S.Odintsov*, Phys. Rev., **D62**, 104003, 2000.
6. *S.Nojiri, S.Odintsov, S.Zerbini*, Phys. Rev., **D62**, 064006, 2000.
7. *S.Nojiri, S.Odintsov, S.Zerbini*, Class. Quantum Grav., **17**, 4855, 2000.
8. *D.J.Toms*, Phys. Lett., **B484**, 149, 2000.
9. *W.Goldberger, I.Rothstein*, Phys. Lett., **B491**, 339, 2000.
10. *S.Nojiri, S.Odintsov*, JHEP, 049, 2000.
11. *J.Garriga, O.Pujolas, T.Tanaka*, Nucl. Phys., **B605**, 192, 2001.
12. *I.Brevik, K.A.Milton, S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Nucl. Phys., **B599**, 305, 2001.
13. *A.Flachi, D.J.Toms*, Nucl. Phys., **B599**, 305, 2001.
14. *W.Naylor, M.Sasaki*, Phys. Lett., **B542**, 289, 2002.
15. *A.A.Saharian, M.R.Setare*, Phys. Lett., **B552**, 119, 2002.
16. *А.А.Саарян*, Астрофизика, **46**, 133, 2003.
17. *E.Elizalde, S.Nojiri, S.D.Odintsov, S.Ogushi*, hep-th/0209242.
18. *Н.Н.Баутин, Е.А.Леонтович*, Методы приемы качественного исследования динамических систем на плоскости, Наука, М., 1976.
19. *О.И.Боголюбский*, Методы качественной теории динамических систем в астрофизике и газовой динамике, Наука, М., 1980.

CONTENTS

Dynamical processes in the nearest vicinity of Herbig Ae star MWC 480 from the data of the spectral monitoring	<i>O.V.Kozlova, V.P.Grinin, G.A.Chuntonov</i> 331
A new T-association in CYG OB7 region	<i>N.D.Melikian, A.A.Karapetian</i> 353
Photometry of supernova SN 2002ap in M74 during 2002	<i>V.T.Doroshenko, S.G.Sergeev, N.I.Merkulova, E.A.Sergeeva</i> 365
Interstellar extinction and intrinsic colours of classical cepheids of galaxy, LMC and SMC	<i>H.V.Abrahamyan</i> 381
Some comments on the magnetic braking of CP stars	<i>Yu.V.Glagolevskij</i> 399
Apsidal motion in binaries: rotation of components	<i>A.V.Petrova, V.V.Orlov</i> 411
Magnetic field in the selected directions of the galaxy, the direction of the Sagittarius spiral arm	<i>R.R.Andreasyan, M.A.Hovhannisyan, M.R.Andreasyan</i> 423
The solution of the Milne problem for magnetized atmosphere	<i>P.S.Shternin, Y.N.Gnedin, N.A.Silant'ev</i> 433
Neutron stars with a quark core. I. Equations of state	<i>G.B.Alaverdyan, A.R.Harutyunyan, Yu.L.Vartanyan</i> 445
Polarization of cosmic microwave background scattered by moving flat protoobjects	<i>N.N.Shakhvorostova, S.I.Grachev, V.K.Dubrovich</i> 455
The temperature of cosmic microwave background radiation in conformal cosmology	<i>V.Papoyan, V.Pervushin, D.Proskurin</i> 469
Cosmological dynamics of brane-models and vacuum effects	<i>A.H.Yeranyan, A.A.Saharyan</i> 477

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МИЛНА ДЛЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ
АТМОСФЕРЫ
П.С.Штернин, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев 433
- НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ. I. УРАВ-
НЕНИЯ СОСТОЯНИЯ
Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян 445
- ПОЛЯРИЗАЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО КОСМИЧЕСКОГО
ФОНА, РАССЕЯННОГО ДВИЖУЩИМИСЯ ПЛОСКИМИ
ПРОТООБЪЕКТАМИ
Н.Н.Шахворостова, С.И.Грачев, В.К.Дубрович 455
- ТЕМПЕРАТУРА РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНФОРМ-
НОЙ КОСМОЛОГИИ
В.В.Папоян, В.Н.Первушин, Д.В.Проскурин 469
- КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА БРАН-МОДЕЛЕЙ И
ВАКУУМНЫЕ ЭФФЕКТЫ
А.А.Еранян, А.А.Саарян 477