

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 57

НОЯБРЬ, 2014

ВЫПУСК 4

ДВИЖЕНИЯ ГАЛАКТИК В ПОЛОСЕ BOOTES

И.Д.Караченцев, В.Е.Караченцева, О.Г.Насонова 495

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ ВИРГО И ФОРНАКС И ИХ ДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ

Н.Г.Когошвили, Т.М.Борсхадзе, А.Т.Калоглян 513

МОЖНО ЛИ НАЙТИ ПРИЗНАКИ ЭВОЛЮЦИИ АНОМАЛЬНОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЕМ ГАЛАКТИК ОДНОГО СКОПЛЕНИЯ?

Г.А.Арутюнян, В.С.Арутюнян 525

О ФЛУКТУАЦИЯХ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ RZ Psc

И.С.Потряшков, Н.А.Горьян, В.Н.Гришин, Н.Х.Миникулов 533

НОВЫЕ $H\alpha$ ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ СЕР ОБЗ. БЫСТРОЕ ИЗМЕНЕНИЕ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ V 733 СЕР

И.Д.Меликян, Х.Гомес, А.А.Каранетян 543

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ. I. ЗВЕЗДЫ АВГ КЛАССА N. АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В ПОЛОСЕ K_s И РАССТОЯНИЯ

К.С.Гиготи, А.Саркиссиан, Д.Русей, Н.Маурон, Г.Костандян, Р.Вартанян, А.В.Абрамян, Г.М.Паронян 553

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալվոդյան (Հայաստան)

Ժ Ալեխյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Դ.Կարաչենցե (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպուշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան) Մ.Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.П.Гринин (Россия), А.Г.Никогосян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.Хачиқян (Армения), А.М.Черепашук (Россия)

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

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

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

ДВИЖЕНИЯ ГАЛАКТИК В ПОЛОСЕ BOOTES

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ^{1,2}, В.Е.КАРАЧЕНЦЕВА¹, О.Г.НАСОНОВА¹

Поступила 11 июня 2014

Мы рассматриваем структуру и кинематику рассеянного волокна галактик, расположенного между Местной Пустотой и скоплением Virgo. Для этого мы используем выборку 361 галактики с лучевыми скоростями $V_{LG} < 2000 \text{ км с}^{-1}$ в области неба $\alpha = (13^{\text{h}}.0, 18^{\text{h}}.0)$ и $\delta = (-5^{\circ}, +10^{\circ})$. В настоящее время для 161 из них имеются индивидуальные оценки расстояния. Распределение галактик по пекулярным скоростям вдоль полосы показывает известный эффект падения галактик к скоплению Virgo при $\alpha < 14^{\text{h}}$, а также признаки оттока галактик от Местной Пустоты при $\alpha > 17^{\text{h}}$. Большинство галактик в полосе Bootes (56%) входят в состав 13 групп и 11 пар, где наиболее выделяется группа вокруг NGC 5846. Группы в полосе Bootes находятся от нас на расстояниях (17 - 27) Мпк, т.е. дальше, чем скопление Virgo. Волокно галактик в Bootes содержит суммарную звездную массу $2.7 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ и суммарную вириальную массу $9.07 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, имея среднюю плотность темной материи $\Omega_m = 0.09$, т.е. в 3 раза меньше средней глобальной космической плотности.

Ключевые слова: галактики; Virgo; рассеянное волокно; структура и кинематика

1. *Введение.* Современные массовые измерения лучевых скоростей галактик, дополняемые независимыми определениями расстояний до них, обещают в скором времени построить детальную карту распределения пекулярных скоростей галактик на масштабе Местного сверхскопления. Поскольку поле пекулярных лучевых скоростей галактик генерируется распределением темной материи в рассматриваемом объеме и его окрестностях, то анализ пекулярных скоростей с помощью N -body моделирования дает возможность восстановить рельеф крупномасштабной структуры, т.е. расположение основных аттракторов и пустот. Согласно [1], метод constrained simulations уже способен выявлять локализацию массивных близких аттракторов типа скопления Virgo с точностью около 5 Мпк.

Вместе с тем, как было отмечено многими авторами [2-5], оценки вириальных масс в группах и скоплениях галактик приводят к значению средней плотности материи в Местной вселенной $\Omega_m(\text{local}) = 0.08$, которое в 3 раза ниже глобального космологического значения $\Omega_m(\text{global}) = 0.24 \pm 0.03$ [6]. Одним из возможных объяснений этого противоречия является предположение, что недостающие 2/3 от общего количества темной материи распределены за пределами вириальных радиусов групп и скоплений галактик. Однако анализ Хаббловских потоков вокруг самых близких групп: the Local Group [7], группы M81 [8], группы Cen A [9] и самых близких скоплений:

Virgo [10] и Fornax [11] показывает, что полные массы этих групп и скоплений внутри "радиуса сферы нулевой скорости", R_0 , хорошо согласуются с вириальными оценками масс, при том, что радиус R_0 примерно в 4 раза больше вириального радиуса. Следовательно, основная масса недостающей темной материи распределена за пределами зон падения вокруг групп и скоплений. В литературе встречаются предположения, что значительные массы темной материи могут быть локализованы в "темных филаментах", по которым межгалактическая материя перетекает в горячие вириальные зоны [12,13].

Очевидно, что Местное сверхскопление является наиболее подходящим объектом для проверки таких предположений из-за высокой плотности наблюдательных данных о скоростях и расстояниях галактик. В наших предыдущих статьях были рассмотрены движения галактик в филаментах, примыкающих к скоплению Virgo как центру Местного сверхскопления, с его северной и южной стороны. В области Virgo Southern Extension [$\alpha = 12^{\text{h}}.5 - 13^{\text{h}}.5$, $\delta = -20^\circ - 0^\circ$] [14] и в области Ursa Majoris [$\alpha = 11^{\text{h}}.0 - 13^{\text{h}}.0$, $\delta = +40^\circ - +60^\circ$] [15] оценки средней плотности материи составили, соответственно, $\Omega_m = 0.11$ и 0.08 . Но в области Coma I [$\alpha = 11^{\text{h}}.5 - 13^{\text{h}}.0$, $\delta = +20^\circ - +40^\circ$] было заподозрено наличие темного аттрактора с массой $\sim 2 \times 10^{14} M_\odot$ [16]. Все эти три зоны расположены вдоль экватора Местного сверхскопления, где структура и кинематика групп галактик частично замываются эффектами проекции.

На карте распределения галактик с лучевыми скоростями $V_{LG} < 2000$ км/с (рис.1) видно, что к востоку от скопления Virgo имеется цепочка групп галактик, которая простирается от Virgo [$\alpha = 12^{\text{h}}.5$, $\delta = +12^\circ$] в направлении Local Void [$\alpha = 19^{\text{h}}.0$, $\delta = +3^\circ$]. На кинематику этой структуры должно

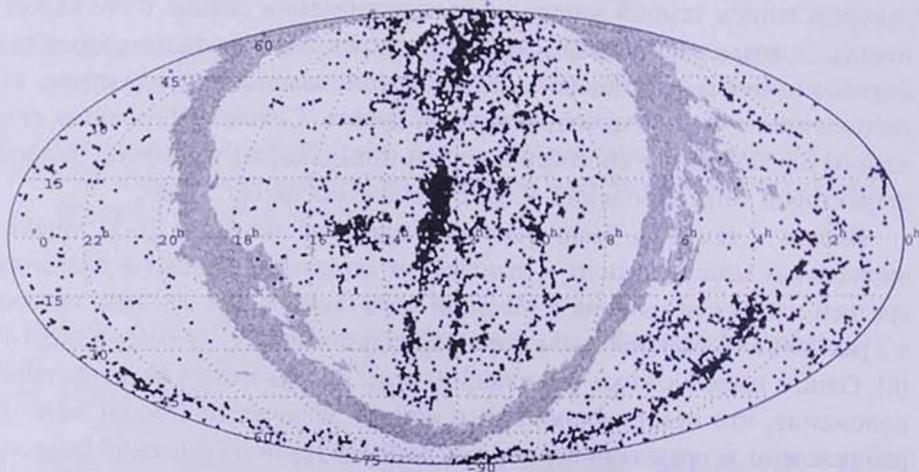


Рис.1. Распределение на небе галактик Местного сверхскопления в экваториальных координатах. Серой полосой показана зона сильного поглощения в Млечном Пути.

оказывать влияние как падение галактик в сторону аттрактора Virgo, так и движение более восточных галактик в направлении от центра расширяющегося Local Void [17]. Эта полоса на небе, пересекающая созвездие Bootes, была выбрана нами для детального рассмотрения в настоящей статье.

2. *Наблюдательные данные о галактиках в полосе Bootes.* Основываясь на Leda Extragalactic Database (<http://leda.univ-lyon1.fr>), мы отобрали в области неба, ограниченной экваториальными координатами [$\alpha = 13^{\text{h}}.0, 18^{\text{h}}.0$, $\delta = -5^{\circ}, +10^{\circ}$] галактики с лучевыми скоростями $V_{LG} \leq 2000$ км/с относительно центроида Местной группы. Среди 2515 отобранных объектов 2154 или 86% (!) оказались фиктивными галактиками, основная их масса представляет собой звезды Milky Way. В некотором количестве присутствуют также high velocity clouds, детектированные в HI-обзоре на радиотелескопе Arecibo.

Для нашей задачи преимуществом рассматриваемой полосы является то, что значительная часть ее находится в зоне оптического обзора неба SDSS [18], а также HI-обзоров HIPASS [19] и ALFALFA [20]. Используя эти обзоры, мы провели независимую морфологическую классификацию галактик и уточнили их видимые величины и лучевые скорости. При этом мы исключили ряд случаев, когда оценки видимой величины или лучевой скорости относились к фрагментам одной и той же галактики. Новые данные из ALFALFA обзора предоставили нам возможность определить расстояния многих галактик по соотношению Tully-Fisher [21] между светимостью галактики и шириной ее HI-линии, W_{50} , на уровне 50% от максимума.

После критического сравнения данных из разных источников и исключения сомнительных случаев, результирующий список 361 галактики в полосе Bootes представлен в табл.1¹. Ее столбцы содержат: (1) - номер галактики в известных каталогах и списках; (2) - экваториальные координаты на эпоху 2000.0; (3) - интегральную видимую величину в *B*-полосе, взятую из NASA Extragalactic Database (<http://ned.ipac.caltech.edu>), LEDA или SDSS; в ряде случаев с противоречивыми значениями B_r из разных источников мы полагались на собственные глазомерные оценки видимой величины; (4) - расстояние до галактики (в Мпк) с указанием способа его оценки: "sn" - по светимости Сверхновых, "rgb" - по светимости вершины ветви красных гигантов, "sbf" - по флуктуациям поверхностной яркости [22], "tf" или "TF" - по соотношению Tully-Fisher [21]; в большинстве случаев (64%) оценки расстояния D были сделаны нами независимо, используя соотношение Талли и др. [23]:

$$M_B = -7.27(\log W_{50} - 2.5) - 19.00,$$

наши оценки расстояния выделены большими буквами "TF"; при

¹ Полный текст табл.1 может быть получен по электронному адресу: phiruzi@gmail.com

Таблица 1

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ В
ПОЛОСЕ BOOTES

Объект	RA (2000.0) DEC	B_i	D_{lin}	V_{LG}	err T	Группа
PGC044733	J130017.5-030359	15.88		963	21	Sm
NGC4900	J130039.2+023004	11.91	23.6 sn	832	8 Sc	N4900
PGC1084547	J130045.7-024304	18.12		991	89 Ir	
NGC4904	J130058.7-000139	12.67	22.8 tf	1051	8 Sc	
PGC214054	J130100.8-015834	17.39		1216	15 Im	
UGC08127	J130103.7-015712	15.57	29.0 TF	1321	10 Sm	
PGC1227695	J130153.4+022738	17.96		746	8 BCD	N4900
PGC045019	J130240.8+010427	17.47		787	20 BCD	N4900
PGC135818	J130344.2+020224	17.18		844	49 dS0	N4900
PGC170228	J130412.1-045327	14.83		765	64 S0	
UGCA322	J130431.2-033421	14.34		1211	9 Sm	
PGC1078534	J130431.9-025917	16.28	28.8 TF	1148	35 Im	P1078534
PGC3271456	J130436.5-02706	18.93		683	90 Ir	
PGC1080976	J130446.5-025216	16.37	29.8 TF	1113	89 Scd	P1078534
PGC3271328	J130646.8-041021	16.43		1109	64 BCD	
UGC08276	J131206.4+052832	17.12	24.4 TF	806	7 Sm	
UGC08285	J131233.3+071103	15.0	20.1 TF	800	9 Sm	
AGC238737	J131304.4+061707	18.3	23.9 TF	789	21 Im	
PGC046306	J131742.5-010006	15.97	24.9 TF	1116	13 Im	
PGC1128365	J131746.2-010215	16.56		1070	64 Im	
UGC08382	J132032.1+052428	15.22	12.6 TF	864	7 Sm	
UGC08385	J132038.1+094714	14.08	17.5 TF	1051	5 Sm	
AGC238691	J132517.6+053236	17.7		893	15 Ir	
PGC135826	J132615.9+022731	16.80	13.3 TF	917	7 Im	
NGC5147	J132619.6+020603	12.27		978	8 Sm	
KKSG 64	J132812.2+021643	17.44	16.2 TF	913	7 Im	
PGC135828	J132955.7+013239	16.55		939	21 Im	
PGC135829	J133133.9+021115	17.79		1243	89 dE	
SDSSJ13340	J133406.9+091543	17.70		958	39 dE	
KKH 84	J133437.9+084737	15.78	17.6 TF	1156	5 Im	N5248
UGC08575	J133545.6+085809	15.5	22.3 TF	1089	4 Sd	N5248
FGC1642	J133602.4+081108	16.8	34.8 TF	1168	5 Sd	N5248
CGCG73-051	J133643.7+083248	15.88	12.7 TF	1091	5 Ir	N5248
UGC08614	J133726.2+073842	13.21	12.6 TF	967	7 Im	

определении поправки к W_{50} за наклон карликовых галактик мы принимали, что их объемная форма соответствует эллипсоиду вращения с отношением осей 1:2 [24]; (5) - лучевая скорость галактики относительно центронада Местной группы и ее погрешность в км/с; (6) - морфологический тип, согласно нашему определению; (7) - имя ярчайшей галактики в группе [4] или в паре [25], членом которой является данная галактика. Как следует из данных этой колонки, более половины (56%) всех галактик полосы входят в системы различной кратности.

Верхняя панель рис.2 представляет распределение 361 галактики в полосе Bootes по лучевым скоростям, шкала которых показана под панелью. Кроме очень близкой карликовой галактики ККН 86 с $V_{LG} = 209$ км/с и $D = 2.6$ Мпк, все остальные имеют лучевые скорости $V_{LG} > 650$ км/с. Большинство галактик со значениями лучевых скоростей (700 - 1300 км/с) располагаются на западной стороне полосы по соседству со скоплением Virgo. Отрезок окружности вблизи $\alpha = 14^b$ отмечает положение радиуса

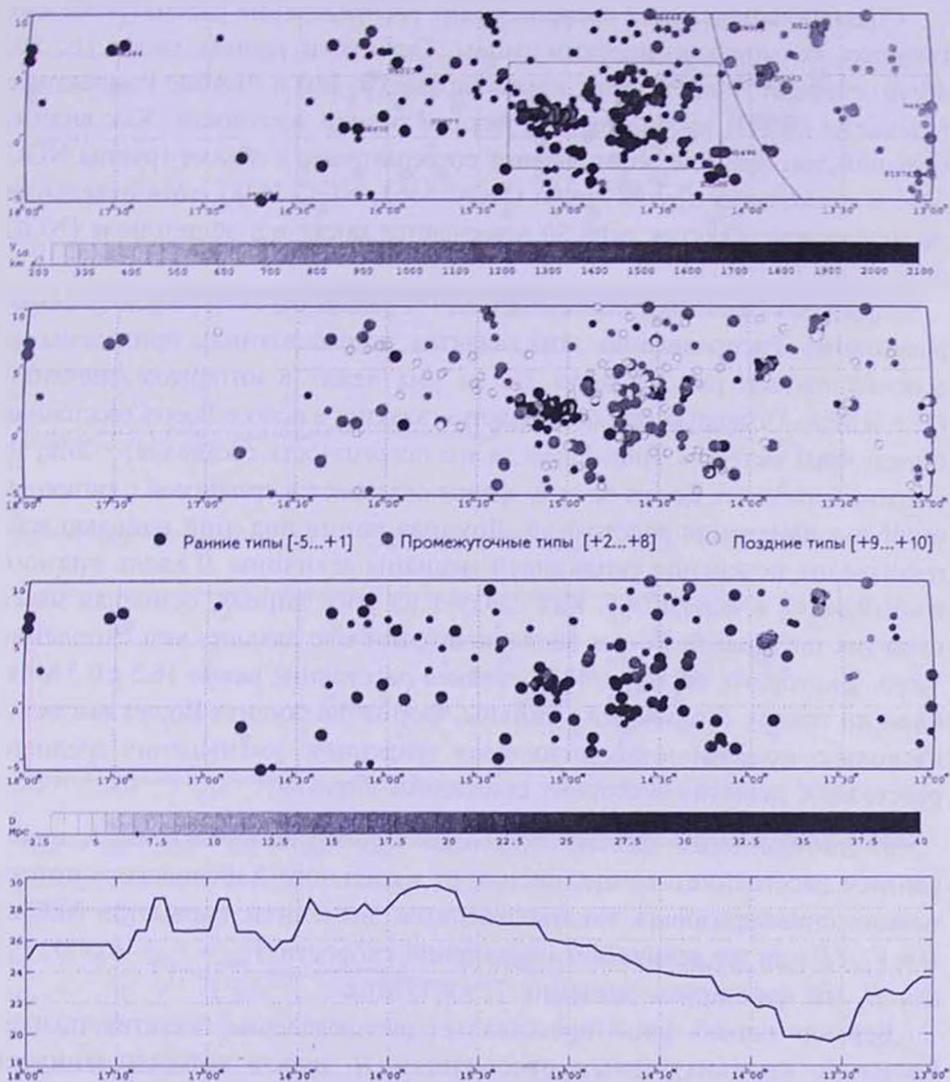


Рис.2. Распределение галактик полосы Bootes по лучевым скоростям (верхняя панель), морфологическим типам (средняя панель) и расстояниям (нижняя панель). Карликовые галактики с абсолютными величинами $M_b > -17.0$ показаны мелкими кружками. Ломаная линия под нижней панелью показывает поведение скользящей медианы расстояния с окном усреднения $0^b.5$.

сферы нулевой скорости, R_0 , которая отделяет галактики, падающие к центру Virgo, от тех, что участвуют в общем космологическом расширении. Для скопления Virgo значение R_0 составляет 7.2 Мпк, или 25° [26]. МК-группы [4] помечены на рисунке именами их ярчайших членов. Наиболее примечательной особенностью распределения галактик в полосе Bootes является компактная группа NGC 5846, которая насчитывает 74 члена с измеренными лучевыми скоростями (часть из них превосходит выбранный нами предел в 2000 км/с).

Средняя панель рис.2 воспроизводит распределение рассматриваемых галактик по морфологическим типам. Галактики ранних типов (E, S0, dSph), спирали типов Sa-Sdm, иррегулярные (Ir, Im) и голубые компактные галактики (BCD) изображены кружками разной плотности. Как видим, большинство галактик ранних типов сосредоточено в объеме группы NGC 5846 и нескольких других групп (NGC 5363, NGC 5638), хотя отдельные представители галактик типа S0 встречаются также и в общем поле (NGC 6010, CGCG 052-15).

Среди 361 галактики полосы Bootes 161 галактика (45%) имеют оценки расстояния. Распределение этих галактик по расстояниям приведены на нижней панели рис.2. Около 2/3 из них лежат в интервале значений (25 ± 5) Мпк. Поскольку для большинства галактик в полосе Bootes расстояния определены методом Tully-Fisher, а его погрешность составляет $\sim 20\%$, то ширина филамента Bootes по лучу зрения оказывается сравнимой с типичной ошибкой измерения расстояний. Ломаная линия под этой панелью воспроизводит поведение скользящей медианы величины D вдоль прямого восхождения с окном $0^h.5$. Как следует из этих данных, основная масса галактик филамента Bootes располагается от нас дальше, чем скопление Virgo, у которого, согласно [27], среднее расстояние равно 16.5 ± 0.5 Мпк. Судя по тренду скользящей медианы, форма филамента Bootes выглядит несколько искривленной, показывая тенденцию уменьшения среднего расстояния галактик в сторону скопления Virgo.

3. *Хаббловский поток в полосе Bootes.* Для галактики с измеренным расстоянием ее отклонение от идеального Хаббловского потока можно характеризовать индивидуальным значением параметра Хаббла $H = V_{LG}/D$ или же величиной пекулярной скорости $V_{pec} = V_{LG} - H_0 \times D$, где для H_0 мы фиксируем значение 72 км/с/Мпк.

Верхняя панель рис.3 представляет распределение галактик полосы Bootes по индивидуальным отношениям H , шкала которых занимает диапазон от 25 до 100 км/с/Мпк. Ломаная линия под H -шкалой показывает дрейф скользящей медианы с окном $0^h.5$ вдоль α . Самым характерным значением является $H = 62$ км/с/Мпк, которое остается более-менее постоянным от $\alpha = 13^h.7$ до $17^h.3$. У галактик в зоне падения к Virgo

отчетливо заметен завал медианы H , а вблизи границы Local Void виден ее подъем, ожидаемый при разбегании галактик от центра пустоты (статистика галактик здесь, к сожалению, невелика).

Распределение галактик полосы по пекулярным скоростям имеет аналогичный вид (нижняя панель рис.3). Основное тело филамента Bootes характеризуется приблизительно постоянным значением $V_{pec} \approx -250$ км/с с тенденцией подъема V_{pec} возле границы Local Void и значимым падением V_{pec} вблизи скопления Virgo до -600 км/с.

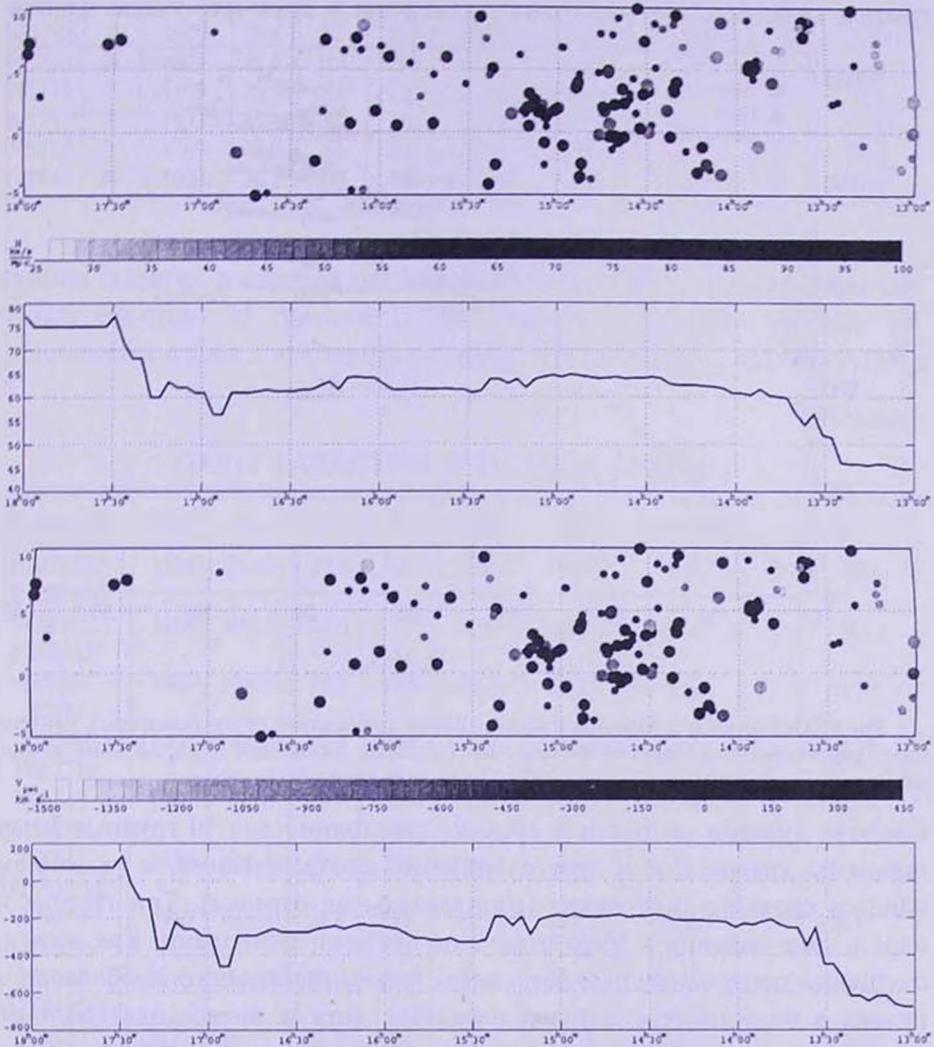


Рис.3. Распределение галактик полосы Bootes по индивидуальным значениям параметра Хаббла (верхняя панель) и пекулярной скорости (нижняя панель). Ломаные линии под панелями соответствуют скользящим медианам с окном $0^{\circ}.5$. Карликовые галактики показаны мелкими кружками.

Соотношение между лучевыми скоростями и расстояниями галактик в полосе Bootes приведено на рис.4, где прямая линия соответствует параметру Хаббла $H_0 = 72$ км/с/Мпк. Галактики в зоне падения Virgo ($\alpha < 14^h 0$) изображены пустыми кружками, остальные одиночные галактики показаны сплошными кружками. Из-за погрешности определения расстояния ($\sim 20\%$), на этой Хаббловской диаграмме возникает нелинейный эффект смещения Malmquist'a: абсолютные ошибки расстояния у далеких галактик больше, чем у близких, и весь массив галактик фиктивно смещается вправо. Чтобы ослабить влияние эффекта Malmquist'a, мы приводим на рис.4 пары и группы галактик, где расстояния измерены у двух или более членов.

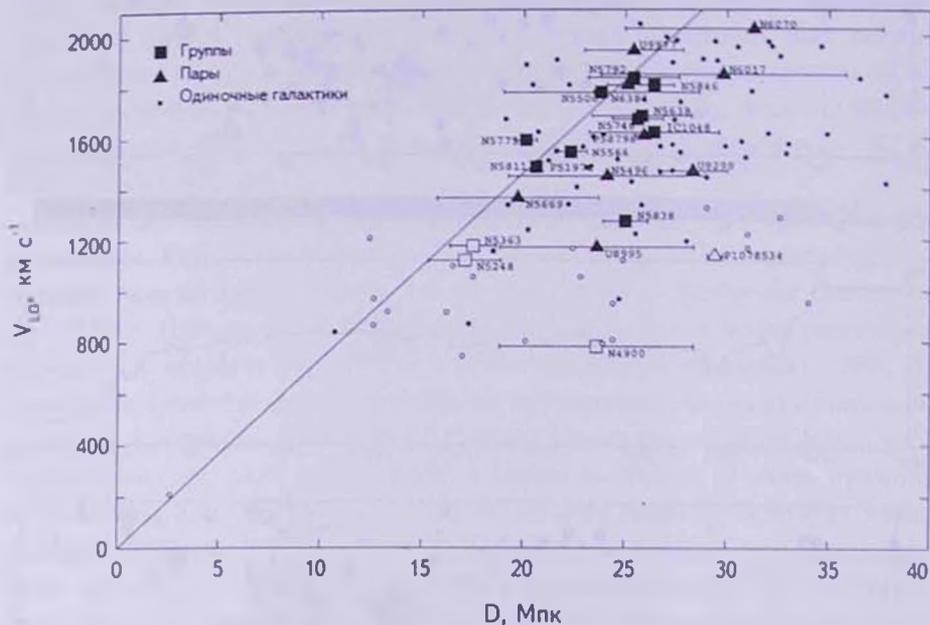


Рис.4. Хаббловская диаграмма в полосе Bootes для центров групп (квадраты), центров пар (треугольники) и одиночных галактик (кружки). Галактики и их системы в зоне падения к скоплению Virgo с $\alpha < 14^h 0$ показаны пустыми символами.

Средние лучевые скорости и средние расстояния для 10 групп и 5 пар показаны квадратами и треугольниками, соответственно, с указанием ошибки среднего расстояния (горизонтальные отрезки). Три группы и пара в зоне падения к Virgo отмечены пустыми символами. Как видим, смещения центров групп и пар относительно глобального Хаббловского потока в большинстве случаев невелики, хотя и превосходят ошибки положения центров. Сильнее всего вне зоны падения отклоняется группа NGC 5838, пекулярная скорость которой ~ 500 км/с, вероятно, обусловлена влиянием соседней массивной группы NGC 5846.

4. Суб-структуры в волокне Bootes. Согласно критерию группи-

имя ярчайшего члена группы: (2) - число членов группы с измеренными лучевыми скоростями; (3) - среднюю лучевую скорость относительно центроида Местной группы; (4) - расстояние до группы (в Мпк), соответствующее среднему модулю расстояния ($m - M$); (5) - стандартное отклонение лучевой скорости; (6) - средний гармонический радиус группы в проекции на небе; (7) - логарифм звездной массы группы, определяемой по суммарной светимости ее членов в K -полосе; (8) - логарифм проекционной массы группы [28]:

$$M_p = (32/\pi G) \times (N-3/2)^{-1} \sum_{i=1}^N \Delta V_i^2 \times R_i,$$

где ΔV_i и R_i - радиальная скорость и проекционное расстояние i -ой галактики относительно центра системы, а G - постоянная гравитации; (9) - отношение проекционной массы к суммарной звездной массе в логарифмической шкале; (10) - число членов группы с индивидуальными оценками расстояния; (11) - средняя квадратичная разность модулей расстояния у членов группы; в случаях $N_D = 1$ мы формально полагали $\sigma(m-M) = 0^m.4$, что соответствует ошибке расстояния 20%.

В аналогичной манере данные о парах галактик представлены в табл.3. Здесь проекционная (т.е. орбитальная) масса определялась как

$$M_p = (16/\pi G) \times \Delta V_{12}^2 \times R_{12},$$

где ΔV_{12} и R_{12} - взаимная разность лучевых скоростей и взаимное проекционное расстояние компонентов пары.

а) *Группы галактик.* Наиболее примечательным элементом структуры в полосе Bootes выглядит группа NGC 5846. Будучи компактной системой с обилием галактик ранних типов, группа NGC 5846 очевидно находится на продвинутой стадии динамической эволюции. Mulchaey & Zabludoff [29] отметили наличие X-гау эмиссии вокруг NGC 5846, как центральной галактики группы. Население этой группы исследовалось в работах [30-32]. Согласно [31], группа NGC 5846 содержит около 250 членов с абсолютными величинами ярче $M_R = -12^m$, а вириальная масса группы составляет $8.4 \times 10^{13} M_\odot$. Эти же авторы отметили высокую степень обособленности группы по лучу зрения: на площади группы в 10 кв. градусов перед группой нет ни одной галактики, а позади группы ближайшие соседи на луче зрения появляются только при $V_{IG} \geq 6000$ км/с. Опираясь на данные о распределении X-гау эмиссии, авторы выделили две подгруппы вокруг эллиптических галактик NGC 5846 и NGC 5813. Однако по кинематическим признакам помимо самой группы NGC 5846 в рассматриваемом объеме выделяется другая группа из 9 галактик вокруг S0-галактики NGC 5838. Обе эти группы находятся на почти одном и том же расстоянии (26.4 Мпк и 25.0 Мпк), но значительно различаются по средней лучевой скорости

(1803 км/с и 1269 км/с). При этом дисперсия лучевых скоростей 320 км/с согласно [31], уменьшается до 228 км/с (NGC 5846) и 53 км/с (NGC 5838), вследствие чего оценка вириальной массы всего комплекса галактик вокруг NGC 5846 снижается с $8.4 \times 10^{13} M_{\odot}$ до $4.8 \times 10^{13} M_{\odot}$.

Рис.5 воспроизводит распределение галактик в области группы NGC 5846 более крупным планом. К западу от NGC 5846 располагается другая населенная группа вокруг Sb-галактики NGC 5746, а также группа вокруг E-галактики NGC 5638, группа вокруг Sab-галактики NGC 5566 и еще несколько менее населенных групп и пар. Радиусы сферы нулевой скорости у них при обозначенных в табл.2 вириальных массах составляют: 2.8 Мпк (NGC 5846), 1.0 Мпк (NGC 5838), 2.0 Мпк (NGC 5746) и 1.4 Мпк (NGC 5566). При среднем взвешенном расстоянии $D=26$ Мпк угловые радиусы зон падения вокруг этих групп равны, соответственно, $6^{\circ}.1$, $2^{\circ}.2$, $4^{\circ}.4$ и $3^{\circ}.2$. Следовательно, зоны падения рассматриваемых групп значительно

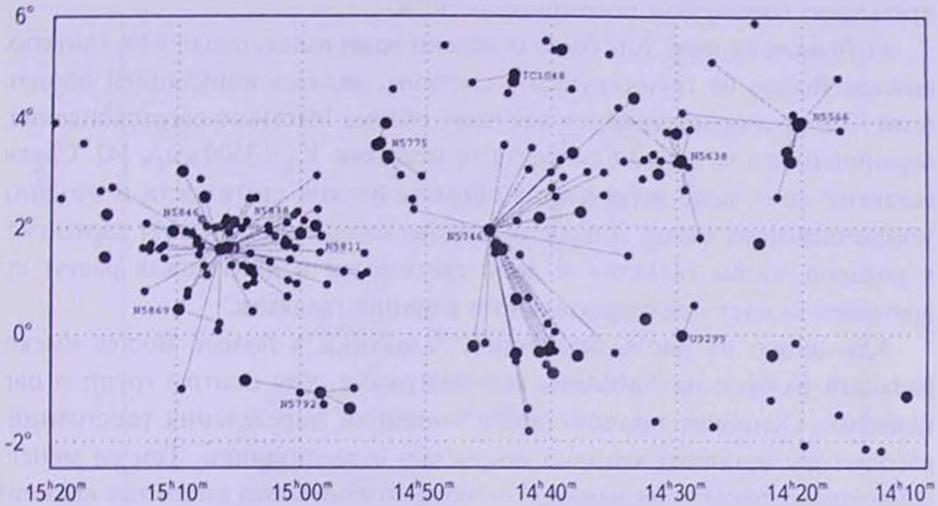


Рис.5. Увеличенный участок полосы Bootes в области групп галактик NGC 5846 и NGC 5746. Члены групп и пар соединены прямыми с их главными галактиками.

перекрываются, а сами субструктуры могут слиться со временем в единую динамическую систему.

Следует подчеркнуть, что галактики объединялись в МК-группы по их лучевым скоростям и взаимным проекционным расстояниям с учетом звездных масс (K -светимостей) галактик. При этом индивидуальные оценки расстояния до галактик во внимание не принимались. Поскольку для большинства галактик в полосе Bootes расстояния оценивались по соотношению Tully-Fisher, погрешность которого составляет $\sim 20\%$ или $0^m.4$, то разброс оценок модуля расстояния для членов одной и той же группы должен быть $\sim 0^m.4$. Данные последнего столбца табл.2 показывают,

что средняя квадратичная разность $\sigma(m-M)$, взвешенная по числу членов групп, N_D , составляет $0^m.35$. Следовательно, использованный алгоритм объединения галактик в МК-группы [4] не привносит в состав групп заметного количества ложных членов.

б) *Двойные галактики.* Пары галактик, представленные в табл.3, характеризуются медианным расстоянием 25.9 Мпк, типичным для всего населения полосы Bootes. Медианная разность лучевых скоростей у компонентов 11 пар составляет всего 22 км/с, подтверждая физическую природу этих систем. Медианное проекционное расстояние между компонентами пар равно 180 кпк, что также типично для динамически связанных пар. Проекционная масса ансамбля двойных галактик имеет медиану $0.8 \times 10^{10} M_{\odot}$ и характерное отношение проекционной массы к суммарной звездной массе компонентов $M_p/M_* = 7$. Для пяти пар галактик, где оценки расстояния сделаны для обоих компонентов, разброс значений $(m-M)$ не превышает ожидаемой погрешности $\sim 0^m.4$.

в) *Галактики поля.* Как было отмечено нами выше, около 44% галактик полосы Bootes не группируются в системы, являясь популяцией общего поля. Эта пропорция типична для всего объема Местного сверхскопления, ограниченного лучевыми скоростями галактик $V_{LG} < 3500$ км/с [4]. Среди галактик поля чаще встречаются объекты низкой светимости и поздних морфологических типов. Это обстоятельство хорошо соответствует парадигме, в которой массы галактик и доля светимости в их балджах растут со временем за счет последовательного слияния галактик.

Как видно из рис.4, одиночные галактики в полосе Bootes имеют больший разброс на Хаббловской диаграмме, чем центры групп и пар галактик. Основная причина этого - ошибки определения расстояний, абсолютная величина которых возрастает с расстоянием. Тем не менее, одиночные галактики на западной стороне полосы Bootes (открытые кружки) также показывают эффект падения к скоплению Virgo, аналогично центрам групп и пар. Необходимо отметить, что у некоторых галактик расстояния, определяемые методом Tully-Fisher, значительно отличаются от ожидаемых по их лучевой скорости (даже с учетом близости галактик к зоне падения вокруг Virgo). Часть таких оценок расстояния мы исключили, например, у карликовых галактик SDSS 1430+07 и CGCG 75-063, чьи фиктивные ширины $W_{50} \sim 170$ км/с обусловлены путаницей HI-потокот от соседних спиральных галактик. Тем не менее, в табл.1 остается несколько загадочных случаев с сильным несоответствием лучевых скоростей и расстояний. Одним из них является одиночная галактика AGC 238769 с лучевой скоростью 953 км/с и оценкой расстояния 34.0 Мпк. К таким случаям относится и плоская галактика FGC 1642 с $V_{LG} = 1168$ и $D = 34.6$ Мпк, которую мы исключили из членов группы NGC 5248 при оценке дисперсии

модулей ($m-M$) в этой группе. Значительные отклонения таких галактик на Хаббловской диаграмме, не вызванные ошибками в определении ширины их HI-линии W_{50} или угла наклона галактики, могут свидетельствовать о реально больших пекулярных движениях этих немногочисленных галактик.

5. *Локальная плотность материи в полосе Bootes.* Распределение групп и пар галактик в рассматриваемой полосе по величине их суммарной звездной массы и проекционной (вириальной) массы изображено на рис.6 квадратами и треугольниками. Между звездной и вириальной массой

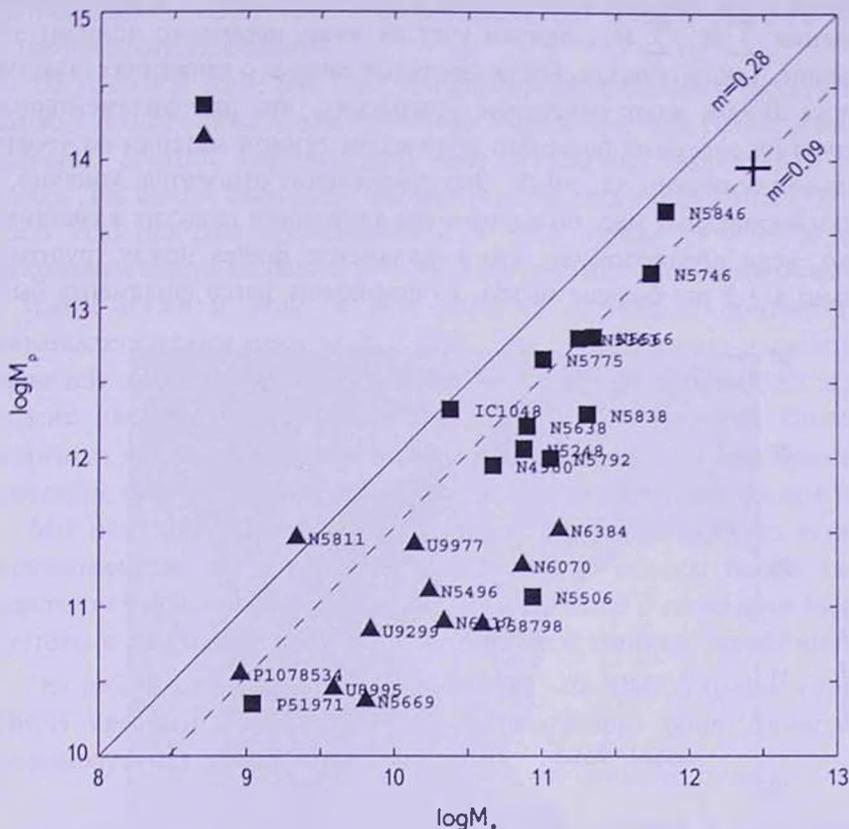


Рис.6. Соотношение между проекционной (вириальной) массой и суммой звездных масс для групп (квадраты) и пар (треугольники). Крестом помечено значение суммарной проекционной массы для всей полосы Bootes. Сплошная и штриховая линии показывают значение глобальной и локальной средней плотности материи.

наблюдается положительная корреляция, хорошо известная также по другим данным. При малых значениях масс значительный разброс систем по вертикальной шкале обусловлен, в основном, факторами проекции.

Согласно [33], средняя плотность звездной массы во вселенной равна $4.6 \times 10^8 M_{\odot} \text{ Мпк}^{-3}$ при $H_0 = 72 \text{ км/с/Мпк}$. Глобальная плотность материи $\Omega_m = 0.28$ в стандартной ΛCDM модели с этим параметром Хаббла

эквивалентна отношению темной материи к звездной $M_{DM}/M_* = 97$. Эта величина показана в виде диагонали на рис.6. Все группы и все, кроме одной, пары галактик в полосе Bootes располагаются ниже этой прямой линии. Отношение суммы вириальных масс всех групп и пар к сумме их звездных масс, $\sum M_p / \sum M_*$, = 33.6, изображено на рис.6 крестом. Штриховая прямая, проведенная через крест, соответствует средней плотности массы Ω_m (Bootes) = 0.09, что в три раза меньше глобальной космической плотности. Мы не учитывали здесь вклад одиночных галактик. Но, очевидно, галактики поля привносят вклад как в числитель, так и в знаменатель отношения $\sum M_p / \sum M_*$, причем учет их лишь несколько понизит это отношение. Таким образом, наблюдательные данные о движениях галактик в полосе Bootes дают основание утверждать, что эта филаментарная структура не содержит большого количества темной материи на уровне глобальной величины $\Omega_m = 0.28$. Это утверждение относится, конечно, к оценкам вириальных масс по внутренним движениям галактик в системах. Однако, если предположить, что в филаменте Bootes между группами упрятано в 3-5 раз больше массы, то суммарная масса филамента была

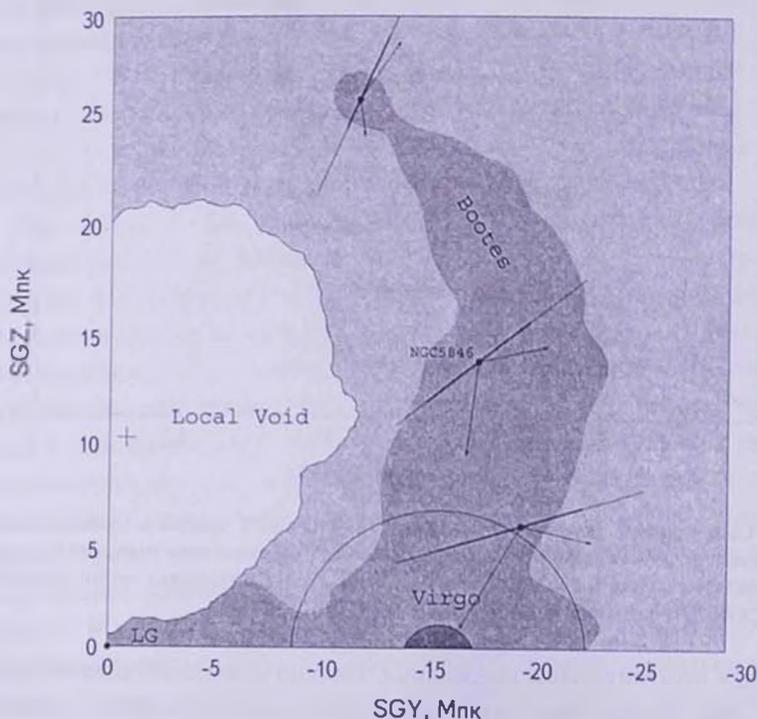


Рис.7. Схема взаимного расположения филамента Bootes, скопления Virgo и части Local Void. Внутренний и внешний радиусы вокруг Virgo соответствуют вириальной зоне и радиусу нулевой скорости R_0 . Компоненты скорости падения к Virgo и скорости удаления от центра Local Void имеют различные проекции в разных участках филамента. Наблюдатель (LG) расположен в левом нижнем углу схемы.

бы сравнима с массой скопления Virgo, и дисперсия скоростей у центров групп и пар тогда была бы заметно больше наблюдаемой.

6. *Заключительные замечания.* Реконструкция трехмерного распределения космических потоков в Местной вселенной, предпринятая Куртуа и др. [34] с использованием Wiener Filter показывает сложный характер движений галактик в области между Local Void и скоплением Virgo. Если пространственное положение скопления Virgo и картина радиальных движений к нему представляются вполне определенными, то протяженность Local Void и локализация его геометрического центра остаются противоречивыми.

На условной схеме рис.7 мы попытались воспроизвести расположение волокна Bootes относительно скопления Virgo и Местной Пустоты как двух основных агентов, формирующих поле пекулярных скоростей в полосе Bootes. Для центра скопления мы приняли расстояние 16.5 Мпк [27], а для Local Void приняли протяженность по лучу зрения от 0 до 20 Мпк с положением центра посередине [17]. Местная группа с наблюдателем находится в левом нижнем углу, а оси рисунка примерно соответствуют сверхгалактическим осям SGY и SGZ. Эта схема условно иллюстрирует различное соотношение между проекциями на луч зрения скорости падения галактик на Virgo и скорости убегания от центра Местной Пустоты в различных участках филамента. Качественно эта схема позволяет представить поведение средней пекулярной скорости (рис.3) вдоль тела филамента.

Мы надеемся, что массовые определения расстояний до галактик, расположенных как к северу, так и к югу от полосы Bootes дадут в недалеком будущем более детальную информацию о геометрии Местной Пустоты и движениях галактик в ее непосредственных окрестностях.

Эта работа поддержана грантом РФФИ 13-02-90407-Укр-ф-а и грантом ГФФИ Украины Ф53.2/15. О.Насонова благодарит фонд "Династия" за финансовую поддержку.

¹ Специальная астрофизическая обсерватория, Нижний Архыз, 369167, Россия, e-mail: ikar@sao.ru

² Leibniz-Institut für Astrophysik, Potsdam, Germany

³ Главная астрономическая обсерватория НАН Украины

GALAXY MOTIONS IN THE BOOTES STRIP

I.D.KARACHENTSEV^{1,2}, V.E.KARACHENTSEVA¹, O.G.NASONOVA¹

We explore the structure and kinematics of a dispersed filament of galaxies residing between the Local Void and the Virgo cluster. For such purpose, we consider a sample of 361 galaxies with radial velocities $V_{LG} < 2000 \text{ km s}^{-1}$ inside the sky area of $\alpha = 13^{\text{h}}.0 - 18^{\text{h}}.0$ and $\delta = -5^{\circ} - +10^{\circ}$. At present, 161 of them have individual distance estimates. The galaxy distribution on peculiar velocities along the strip exhibits the known Virgo-centric infall at $\alpha < 14^{\text{h}}$ and some signs of outflow from the Local Void at $\alpha > 17^{\text{h}}$. Majority of the Bootes strip galaxies (56%) belong to 13 groups and 11 pairs, with the most prominent group around NGC5846. The Bootes strip groups reside within (17 - 27) Mpc from us being more distant from us than the Virgo cluster. The Bootes filament contains the total stellar mass of $2.7 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ and the total virial mass of $9.07 \cdot 10^{13} M_{\odot}$, having the average density of dark matter to be $\Omega_m = 0.09$, i.e. a factor three lower than the global cosmic average.

Key words: *galaxies: Virgo: dispersed filament: structure and kinematics*

REFERENCES

1. *J.G.Sorce, H.M.Courtois, S.Gottloeber et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **437**, 3586, 2014
2. *J.Vennik*, Tartu Astron. Obs. Publ., **73**, 1, 1984.
3. *R.B.Tully*, Astrophys. J., **321**, 280, 1987.
4. *D.I.Makarov, I.D.Karachentsev*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **412**, 2498, 2011.
5. *I.D.Karachentsev*, Astrophys. Bull., **67**, 115, 2012.
6. *D.N.Spergel et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **170**, 377, 2007.
7. *I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze, D.I.Makarov, R.B.Tully*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **393**, 1265, 2009.
8. *I.D.Karachentsev, O.G.Kashibadze*, Ap, **49**, 3, 2006.
9. *I.D.Karachentsev, R.B.Tully, A.Dolphin et al.*, Astron. J., **133**, 504, 2007.
10. *I.D.Karachentsev, O.G.Nasonova*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **405**, 1075, 2010.
11. *O.G.Nasonova, J.A. de Freitas Pacheco, I.D.Karachentsev*, Astron. Astrophys., **532A**, 104, 2011.
12. *J.P.Dietrich, N.Werner, D.Clowe et al.*, Nature, **487**, 202, 2012.

13. *A.B. Whiting*, *Astron. J.*, **131**, 1996, 2006.
14. *I.D. Karachentsev, O.G. Nasonova*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 2677, 2013.
15. *I.D. Karachentsev, O.G. Nasonova, H.M. Courtois*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **429**, 2264, 2013.
16. *I.D. Karachentsev, O.G. Nasonova, H.M. Courtois*, *Astrophys. J.*, **743**, 123, 2011.
17. *O.G. Nasonova, I.D. Karachentsev*, *Ap*, **54**, 1, 2011.
18. *K.N. Abazajian, J.K. Adelman-McCarthy, M.A. Agueros et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **182**, 54, 2009.
19. *M.A. Zwaan, L. Staveley-Smith, B.S. Koribalski et al.*, *Astron. J.*, **125**, 2842, 2003.
20. *M.P. Haynes, R. Giovanelli, A.M. Martin et al.*, *Astron. J.*, **142**, 170, 2011.
21. *R.B. Tully, R.J. Fisher*, *Astron. Astrophys.*, **54**, 661, 1977.
22. *J.L. Tonry, A. Dressler, J.P. Blakeslee et al.*, *Astrophys. J.*, **546**, 681, 2001.
23. *R.B. Tully, L. Rizzi, E.J. Shaya et al.*, *Astron. J.*, **138**, 323, 2009.
24. *S. Roychowdhury, J.N. Chengalur, I.D. Karachentsev, E.I. Kaisina*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **436L**, 104, 2013.
25. *I.D. Karachentsev, D.I. Makarov*, *Astrophys. Bull.*, **63**, 299, 2008.
26. *I.D. Karachentsev, R.B. Tully, E.J. Shaya et al.*, *Astrophys. J.*, **782**, 4, 2014.
27. *S. Mei, J.P. Blakeslee, P. Cote et al.*, *Astrophys. J.*, **655**, 144, 2007.
28. *J. Heisler, S. Tremaine, J.N. Bahcall*, *Astrophys. J.*, **298**, 8, 1985.
29. *J.S. Mulchaey, A.I. Zabludoff*, *Astrophys. J.*, **496**, 73, 1998.
30. *A.I. Zabludoff, J.S. Mulchaey*, *Astrophys. J.*, **496**, 39, 1998.
31. *A. Mahdavi, N. Trentham, R.B. Tully*, *Astron. J.*, **130**, 1502, 2005.
32. *P. Eigenthaler, W.W. Zeilinger*, *Astron. Astrophys.*, **511**, 12, 2010.
33. *D.H. Jones, B.A. Peterson, M. Colless, W. Saunders*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **369**, 25, 2006.
34. *H.M. Courtois, D. Pomaredé, R.B. Tully et al.*, *Astron. J.*, **146**, 69, 2013.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ ВИРГО И ФОРНАКС И ИХ ДИНАМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ

Н.Г.КОГОШВИЛИ¹, Т.М.БОРЧХАДЗЕ¹, А.Т.КАЛЛОГЛЯН²

Поступила 5 мая 2014

Основываясь на данных Сводного каталога галактик MERCG, изучены динамические характеристики спиральных галактик с абсолютной величиной $M \geq -20^m$ в скоплениях Вирго и Форнакс. По диаметрам галактик в MERCG определялся радиус R_D , рассматриваемый как область возможной концентрации темной материи, а основываясь на условии центростремительного равновесия, вычислялись динамические параметры M_{DM} и M_{DM}/L_B спиральных галактик. Выводы теории передачи углового момента позволили оценить центральную поверхностную плотность μ_0 и угловой момент K звезд в спиральных галактиках. Сравнения динамических параметров спиральных галактик с $M \geq -20.6$ и $M \leq -20.6$ показали статистически значимое превышение фракции темной материи в спиральных галактиках с $M \leq -20.6$ в обоих скоплениях, которые составили 26.3% в скоплении Вирго и 27% в скоплении Форнакс.

Ключевые слова: галактики; динамические параметры

1. *Введение.* Природа темной материи продолжает оставаться невыявленной на основе использования обычных средств наблюдения. В то же время изучение кривых вращения спиральных галактик показывает, что динамическая масса галактик растет с ее радиусом и может включать, наряду с обычной, и темную материю. Рубин и др. [1] связывают различие в профиле кривых вращения спиральных галактик с их светимостью. Персик и Салукси [2,3] отметили возрастание скорости к краю спиральных галактик низкой светимости с существованием в них большей фракции темной материи, а светимость спиральных галактик рассматривают в качестве определяющей величины при изучении в них темной материи. Авторы [2,3] вывели выражения для оценки динамических параметров спиральных галактик низкой светимости с использованием V_T величин в RCBG каталоге Вокулера и др. [4].

Целью настоящей работы является продолжение изучения параметров темной материи в спиральных галактиках низкой светимости в двух ближайших скоплениях Вирго и Форнакс с использованием данных о галактиках, собранных в Сводном Каталоге Галактик (MERCG) [5] и отобранных из каталогов: МКГ, Воронцов-Вельяминов и др. [6], RCBG, Вокулер и др. [4], и различных списков. MERCG доступно на сайте <http://>

library.iliauni.edu.ge/galaxies.html и приводит 70 параметров для примерно 40000 галактик ярче $m = 15.5$ по данным каталога Цвикки [7].

2. *Выборки галактик.* Как и в случае изучения динамических параметров спиральных галактик в ряде скоплений Когошвили, Борчхадзе и Каллоглян [8] в качестве предельного значения светимости для спиральных галактик низкой светимости мы принимаем условно значение $M_B = -20.6$ (основанное на $H_0 = 75$ км/с/Мпк), которое соответствует абсолютной величине спиральной галактики N4321, характеризующейся крутым ростом кривой скорости вращения, типичной для спиральных галактик низкой светимости, в которых предполагается большая фракция темной материи (см. рис.4 и ссылку [2]).

В качестве значения постоянной Хаббла мы используем величину $H_0 = 75$ км/с/Мпк как близкое к значению 74.2 км/с/Мпк, измеренному Риис с коллегами [9] на основе наблюдений, выполненных на Хаббловском Космическом Телескопе.

Количество спиральных галактик, выделенных по критерию $M_B \geq -20.6$ в скоплении Вирго, составило 183. Однако в их число попали и спиральные галактики более ранних типов с большими размерами и близкими к значению $M = -20.6$. Поэтому список уточнялся с использованием показателей цвета, характерным для спиральных галактик позднего типа: $\langle U-B \rangle = -0.07$ и $\langle B-V \rangle = 0.62$, согласно [10], в результате чего число спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ составило 99.

Абсолютные величины галактик определялись на основе использования видимой величины B_T^0 , исправленной за галактическое и внутреннее поглощение в RCG3 каталоге, а MERCG содержит 3823 спиральных галактик с B_T^0 величинами.

В настоящей работе мы изучаем динамические параметры спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$, а также их распределение в скоплениях Вирго и Форнакс.

3. *Структура скопления Вирго и основные типы его населения.* Скопление Вирго рассматривается как массивное нерегулярное скопление галактик со сложной структурой и расстоянием в 16.5 Мпк в северном полушарии, согласно [11]. Распределение галактик и детальный анализ их лучевых скоростей в скоплении Вирго, согласно Вокулер и Вокулер [12], показывает, что значительное различие существует между средней скоростью и дисперсией E и L облака галактик с $\langle V \rangle = 1000$ и S облака с $\langle V \rangle = 1350$, что объясняется включением в Вирго скопления галактик, расположенных далее 6° от центра скопления с $\alpha = 12^h 27^m$ и $\delta = 13^\circ.5$. В свою очередь Бингели и др. [13], основываясь на наблюдениях галактик с 2.5-м рефлектором обсерватории Las Campanas, изучили параметры около 1300 галактик, что позволило Бингели и др. [14] выявить

двойную структуру скопления Вирго: основная структура "А" с $n=81$ E+L галактик с $\langle V \rangle = 1061$, в которую входит ярчайшая галактика скопления M87 и меньшая структура "В", преимущественно с S галактиками с $n=23$ и $\langle V \rangle = 963 \pm 81$.

Критическое рассмотрение данных наблюдений в каталоге галактик Бингели и др. [14] показало включение в скопление Вирго значительного числа галактик, находящихся вне скопления, отмеченных Вокулер и Корвин [15], также как и ошибки классификации типов галактик и оценки их светимости.

Числа спиральных и эллиптических галактик и их основные характеристики в А и В структурах скопления Вирго были изучены также в работе Когошвили и Борчхадзе [16] на основе метода Аносовой [17] с использованием данных каталога MERCG.

Пространственное распределение спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ рассматривалось также Когошвили и Борчхадзе [18] в ряде скоплений и в том числе в скоплении Вирго в пределах 6 Мпк вокруг галактики M87.

В настоящей работе изучаются характеристики 377 галактик в скоплении Вирго на основе данных MERCG каталога [5] в пределах координат $11^h 20^m \leq \alpha \leq 13^h 40^m$ и $0^\circ \leq \delta \leq 25^\circ$ и лучевых скоростей $500 \leq V \leq 2500$ вокруг M87 (NGC4486) с $V=1229$ км/с, гигантской E галактики с $M_B = -21.6$ и $d=39.7$ Мпк. M87 - источник радио и рентгеновского излучения имеет джет, не совпадающий с осью галактики и с 2000г. наблюдается как возможный блазар. Наблюдения пятна HST-1 в NUV лучах на джете M87 в течение 1999-2006гг. проводит Мадрид [19]. Рецензируя данные наблюдений пятна HST-1 на джете M87, Харрис и др. свидетельствуют, что M87 классифицируется как блазар, хотя наблюдается в несколько большем угле зрения.

В табл.1 приводятся средние значения основных параметров галактик в скоплении Вирго: морфологический тип, абсолютная величина, число галактик, число галактик в % и диаметр.

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ ВИРГО И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Морф. тип галактик	n	%	M	Sd	Se	<диаметр> (кпк)	Sd	Se
Сп. гал. ($M \leq -20^m.6$)	13	3.5	-21.44	0.57	0.15	44.9	7.6	2.1
Сп. гал. ($M \geq -20^m.6$)	183	48.5	-18.22	1.17	0.09	12.5	6.7	0.5
Сп. гал. ($M \geq -20^m.6$)	99	26.3	-18.14	0.81	0.08	11.2	3.5	0.4
E и L галактики	134	35.6	-17.97	1.59	0.14	11.5	8.9	0.8
Ig галактики	47	12.5	-16.56	1.18	0.17	6.6	4.5	0.7

Распределение галактик в скоплении Вирго рассматривалось отдельно для эллиптических и спиральных галактик с целью сравнения и выделения особенностей их структуры на основе использования B_T^0 величин в MERCG каталоге [5] вокруг галактики M87 в пределах 4 Мпк.

Диаграмма Хаббла на рис.1 приводит распределение 134 E+L галактик в скоплении Вирго в пределах лучевых скоростей $500 \div 2473$ км/с, отмеченное черными кружками.

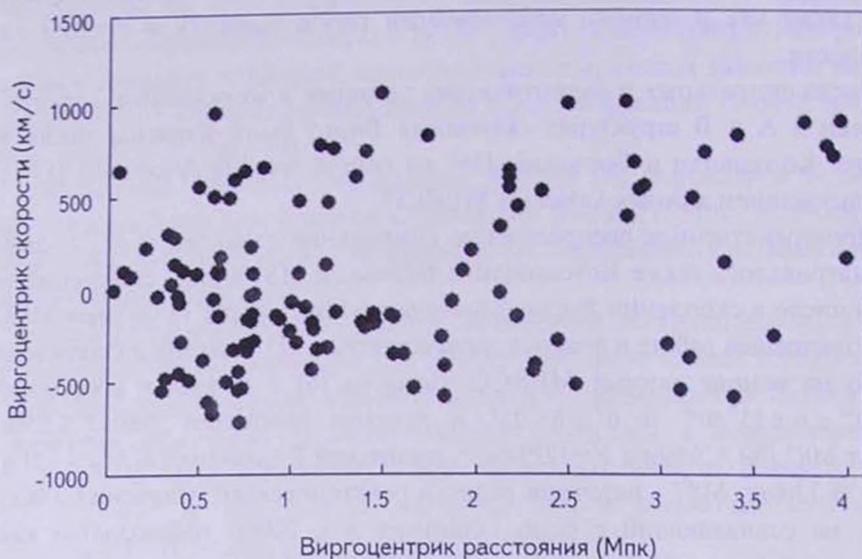


Рис.1. Диаграмма Хаббла для 134 E+L галактик в скоплении Вирго.

Построение диаграммы Хаббла осуществлялось по формуле, приведенной в [8], в которой вычисляется V_n - объем усеченной пирамиды для определения расстояния между каждой галактикой и центральной галактикой M87, который затем пересчитывается в диаметр вписанного в усеченную пирамиду шара:

$$V_n = \frac{4}{3H^3} (V_1^3 - V_2^3) \operatorname{tg} \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \operatorname{tg} \frac{(\alpha_1 - \alpha_2) \cos(\delta_1 + \delta_2)}{2}$$

Изучение распределения галактик по морфологическому типу позволило наглядно выявить различие в их распределении: большую концентрацию эллиптических галактик в структуре A вокруг M87 при значительно меньшем их числе в B структуре, что свидетельствует о большей массивности и плотности A структуры. Это различие было бы более значимым при использовании более слабых эллиптических галактик, неучтенных нами из-за использования величины B_T^0 для выделения галактик, необходимых для изучения параметров темной материи в спиральных галактиках низкой светимости.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ 517

На рис.2 представлено распределение 196 спиральных галактик в скоплении Virgo в пределах лучевых скоростей 527 ± 2484 км/с, отмеченные открытыми кружками, в то время как 99 спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ выделены звездочками.

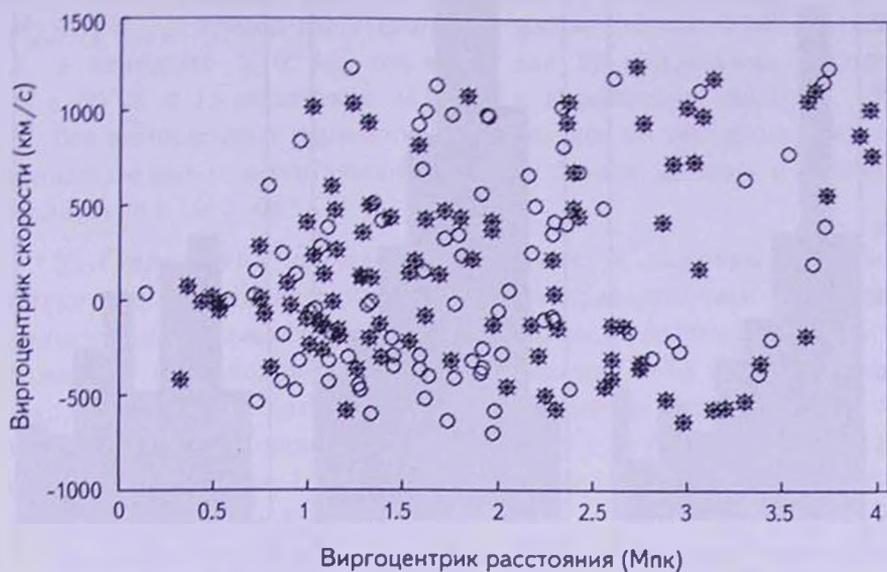


Рис.2. Распределение 196 спиральных галактик вместе с 99 галактиками с $M_B \geq -20.6$ в скоплении Virgo.

Распределение спиральных галактик, превышающих по числу эллиптические галактики, более однородное в пределах всего скопления Virgo с небольшой концентрацией вокруг галактики M 49 в подскоплении A, что объясняет Бингели [13] продолжающимся процессом формирования скопления Virgo, погруженного в сверхскопление Virgo. Подтверждением этого мнения может служить также распределение 455 спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ в пределах объема с радиусом 15 Мпк вокруг центра скопления Virgo, составляющим 22%, что подтверждается рис.4с в [18].

На рис.3 приведены гистограммы распределения эллиптических (E+L), спиральных, а также спиральных галактик с большей фракцией темной материи от центра скопления Virgo.

Эллиптические (E+L) галактики показывают значительную концентрацию в центре скопления вокруг M 87 в структуре A с постепенным убыванием их числа к краям скопления и значительно меньшим числом в структуре B. Распределение спиральных галактик в скоплении Virgo характеризуется высокой плотностью как в A структуре вокруг M 49, так и в B структуре, постепенно переходя в общее поле галактик, окружающих скопление Virgo. 99 спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ повторяют

распределение спиральных галактик в меньшем масштабе, переходя в общее поле галактик вокруг Вирго.

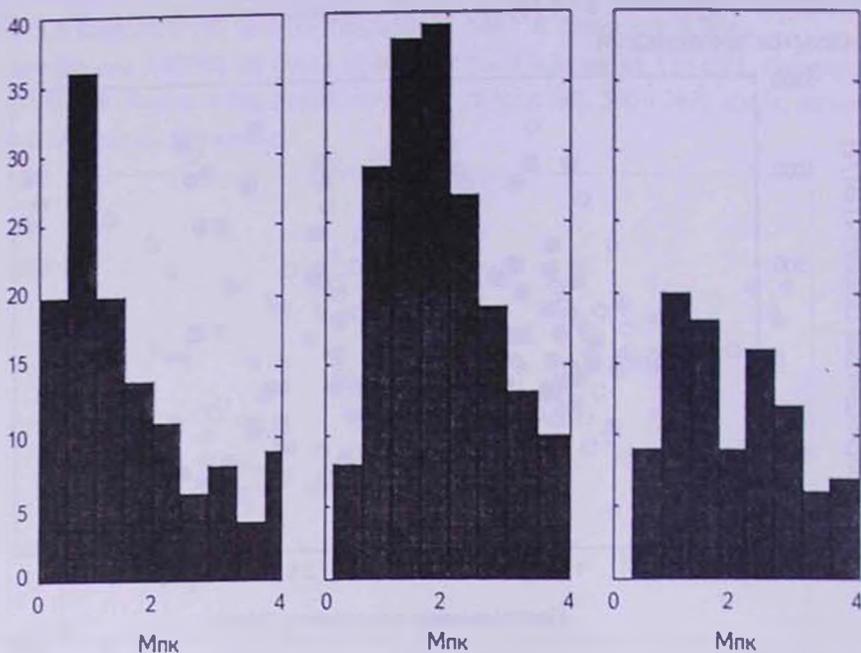


Рис.3. Виргоцентрические расстояния для E+L галактик (левый рисунок), S галактик (средний рисунок) и 99 галактик с $M_B \geq -20.6$ (правый рисунок).

4. *Динамические характеристики спиральных галактик в скоплении Вирго.* Используя условие центробежного равновесия авторы [3] выразили динамическую массу M_{dyn} спиральной галактики в функции светимости L_B в единицах массы Солнца.

На основе средних диаметров спиральных галактик ярче и слабее $-20^m.6$ был вычислен размер области $R_d = R_{sp}/3.2$, в которой возможна максимальная концентрация темной материи и были вычислены значения M_{dyn} и M_{dyn}/L_B , а также центральная поверхностная плотность μ_0 и полного углового момента K , основываясь на теории переноса углового момента.

Таблица 2

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ
ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ ВИРГО

Параметр	Сп. гал. с $M \geq -20^m.6$	n	Сп. гал. с $M \leq -20^m.6$	n	r	$1 - P(r)$
M	-18.14 ± 0.81	99	-21.44 ± 0.57	13	18.6	$< 10^{-7}$
M_{dyn}/L_B	4.20 ± 0.23	99	3.27 ± 0.17	13	17.7	$< 10^{-7}$
μ_0	0.0110 ± 0.0015	99	0.0076 ± 0.00027	13	20.2	$< 10^{-7}$
K	62 ± 65	99	7455 ± 1869	13	14.3	$< 10^{-7}$

В табл.2 приводятся динамические параметры M_{22}/L_{22} , μ_0 и K для спиральных галактик с $n = 18$ и $M \geq -20^m.6$, а также для галактик с $n = 99$ и $M \leq -20^m.6$ в скоплении Вирго.

В табл.2 средние значения и дисперсия динамических параметров M_{22}/L_{22} и μ_0 приведены в единицах массы Солнца $2 \cdot 10^{11} M_{\odot} / \text{кпк}^2$, а K - в единицах $2 \cdot 10^{11} M_{\odot} \text{ кпк км с}^{-1}$ для 99 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ и 13 галактик с $M \leq -20^m.6$ в скоплении Вирго.

Все вычисленные параметры сравнивались по критерию Стьюдента, свидетельствуя о значительной фракции темной материи в спиральных галактиках с $M \geq -20^m.6$.

5. Структура скопления Форнакс и основные типы его населения. Скопление Форнакс рассматривается как значительная концентрация галактик в южном полушарии на расстоянии 19.3 Мпк от Галактики с превалированием эллиптических (E+L) галактик, согласно Джордан и др. [11]. Каталог 340 членов скопления Форнакс вместе с 2338 галактиками в его окружении был составлен Фергюсоном и др. [20] на основе наблюдений на 2.5-м телескопе Las Campanas вокруг центра скопления с $\alpha = 3^h 35^m$ и $\delta = -35^{\circ} 7$.

Несмотря на близость, скопления Вирго и Форнакс демонстрируют различия в основных свойствах: Вирго - иррегулярное по форме скопление со значительным числом спиральных галактик, в то время как Форнакс - более регулярное и компактное по форме с меньшим числом галактик и более плотное, чем скопление Вирго.

В табл.3 приведены основные типы галактик и их характеристики для 174 галактик в скоплении Форнакс на основе данных каталога MERSG.

Число спиральных галактик в скоплении Форнакс, определенное по критерию $M_B \geq -20.6$, составило 62 галактики, однако как и в случае скопления Вирго, исключение из списка спиральных галактик ранних типов позволило уточнить число галактик до 47 со средними значениями показателей цвета, согласно [10]: $\langle U-B \rangle = -0.08$ и $\langle B-V \rangle = 0.54$.

Таблица 3

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ ФОРНАКС И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Морф. тип галактик	n	%	M	Sd	Se	<диаметр> (кпк)	Sd	Se
Сп. гал. ($M \leq -20^m.6$)	4	0.02	-21.18	0.37	0.18	49.3	13.7	6.7
Сп. гал. ($M \geq -20^m.6$)	62	35.6	-18.12	1.1	0.15	12.6	6.0	0.8
Сп. гал. ($M \geq -20^m.6$)	47	27.0	-17.71	0.91	0.13	9.9	2.9	0.4
E и L галактики	92	53.0	-17.96	1.52	0.12	12.9	10.5	0.8
Ig галактики	16	9.0	-16.59	1.38	0.34	9.6	7.1	1.8

На рис.4 приводится диаграмма Хаббла распределения эллиптических и спиральных галактик в скоплении Форнакс вокруг ярчайшей эллиптической галактики скопления N1399 в пределах 3 Мпк.

Диаграмма Хаббла на рис.4 свидетельствует о компактном распределении галактик в скоплении Форнакс с превалированием в числе эллиптических галактик.

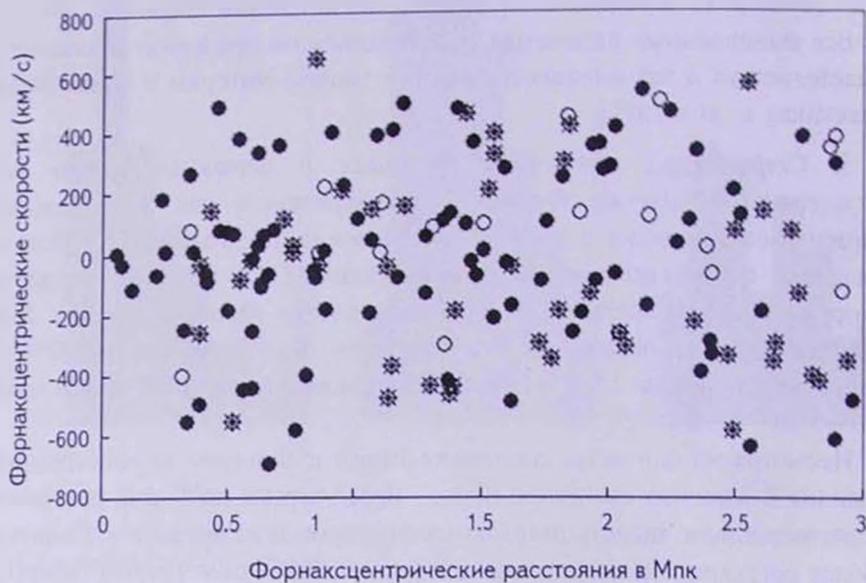


Рис.4. Диаграмма Хаббла для 92 E+L галактик (черные кружки), 66 S галактик (открытые кружки) и 47 S галактик с $M_B \geq -20.6$ (звездочки) в пределах 600-2000 км/с.

На рис.5 приведены гистограммы распределения эллиптических, спиральных галактик, а также 47 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ в скоплении Форнакс.

Согласно гистограммам, эллиптические галактики показывают наибольшую плотность распределения вокруг центральной галактики N1399 с постепенным спаданием числа галактик к краям скопления Форнакс. Спиральные галактики распределены более равномерно по всему объему скопления, избегая центральную область, как и 47 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$.

Гистограммы свидетельствуют также о переходе преимущественно спиральных галактик в общее поле галактик вокруг скопления.

В табл.4 приводятся значения динамических параметров M_{dyn}/L_B , μ_0 и K для 47 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ и для 4 галактик с $M \leq -20^m.6$ в скоплении Форнакс вокруг центральной галактики N1399.

В табл.4 средние значения и дисперсия динамических параметров

M_{din}/L_B и μ_0 приведены в единицах массы Солнца $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}/\text{кпк}^2$, а K - в единицах $2 \cdot 10^{11} M_{\odot} \text{кпк км с}^{-1}$ для 47 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ и 4 галактик с $M \leq -20^m.6$ в скоплении Форнакс.

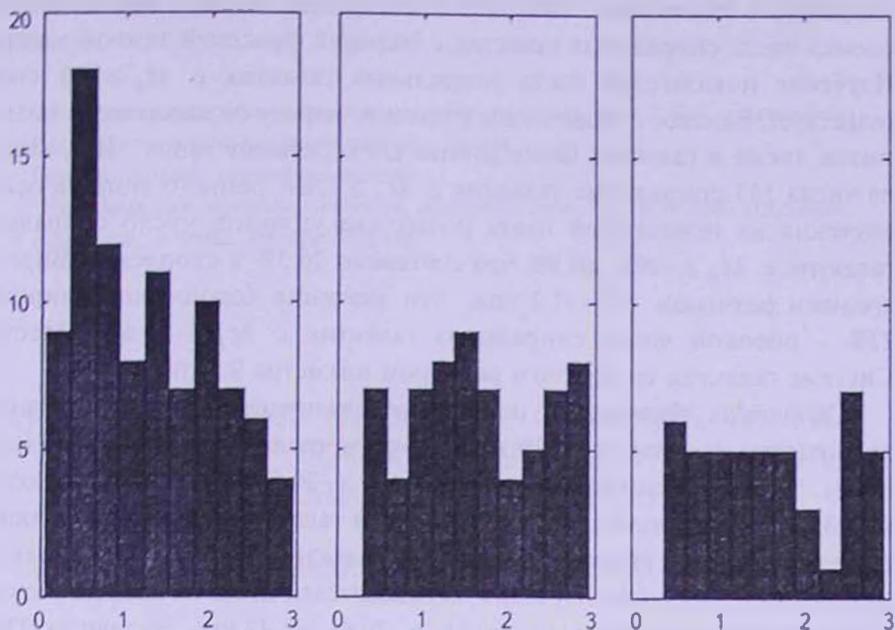


Рис.5. Расстояния от центра скопления Форнакс: для E галактик (слева), для S галактик (в середине) и для 47 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ (справа).

Таблица 4

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИИ ФОРНАКС

Параметр	Сп. гал. с $M \geq -20^m.6$	n	Сп. гал. с $M \leq -20^m.6$	n	t	$1 - P(t)$
M	-17.71 ± 0.91	47	-21.13 ± 0.39	4	14.5	$< 10^{-5}$
M_{din}/L_B	4.32 ± 0.26	47	3.36 ± 0.11	4	12.6	$< 10^{-5}$
μ_0	0.0119 ± 0.002	47	0.0077 ± 0.00014	4	14.3	$< 10^{-5}$
K	34 ± 34	47	3520 ± 2604	4	2.6	$< 10^{-4}$

Все вычисленные параметры сравнивались по критерию Стьюдента, свидетельствуя о большей фракции темной материи в спиральных галактиках с $M \geq -20^m.6$ в сравнении со спиральными галактиками с $M \leq -20^m.6$.

6. *Обсуждение результатов.* Переход от скопления к общему полю является неопределенным, поэтому скопление Virgo было выделено в пределах радиуса 4 Мпк относительно M87 с целью изучения параметров спиральных галактик низкой светимости с $M \geq -20^m.6$.

Скопление Вирго - иррегулярное скопление с большим числом спиральных галактик (52%) в сравнении с эллиптическими галактиками (36%) и более регулярным распределением спиральных галактик. 183 спиральные галактики с $M \geq -20^m.6$ составляют 48.5% - предполагаемая оценка числа спиральных галактик с большей фракцией темной материи. Изучение показателей цвета спиральных галактик с $M_B \geq -20$ свидетельствует, однако, о включении в списки, наряду с галактиками поздних типов, также и галактик более ранних спектральных типов. Исключение из числа 183 спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ раннего типа на основе изучения их показателей цвета позволило уточнить число спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ до 99, что составило 26.3% в скоплении Вирго со средним размером $\langle d \rangle = 11.2$ кпк. Эти значения хорошо коррелируют с 22% - оценкой числа спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ в Местной Системе галактик со средним размером диаметра 9.5 кпк.

Скопление Форнакс - регулярное скопление с превалированием эллиптических галактик (53%) и меньшим числом спиральных галактик (38%). Число спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ составило 62 галактики или 35.6% - предполагаемая оценка числа галактик с большей фракцией темной материи. Исключение из 62 галактик с $M_B \geq -20.6$ галактик раннего типа на основе изучения их показателей цвета позволило уточнить число спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ до 47, что составило 27% в скоплении Форнакс со средним размером диаметра 10 кпк.

7. *Выводы.* Число спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ в скоплении Вирго составило 99 или 26.3% со средним размером диаметра $\langle d \rangle = 11.2$ кпк, а в скоплении Форнакс - 47 с $M_B \geq -20.6$ или 27% с $\langle d \rangle = 10$ кпк.

Отметим, что выделение спиральных галактик в скоплениях Вирго и Форнакс осуществлялось по описаниям морфологических типов галактик в RCBG, так как Персик и Салукси [2,3] акцентируют, что именно спиральные галактики низкой светимости характеризуются крутым возрастанием скорости вращения, которая свидетельствует о большей концентрации в них темной материи. Поэтому в скоплениях Вирго и Форнакс изучались распределение и динамические параметры спиральных галактик поздних типов Sc - Sd согласно Вокулеру [10].

Распределение 99 спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ в скоплении Вирго характеризуется возрастанием их числа в A подструктуре скопления с постепенным уменьшением их числа к краю скопления в целом, переходя в общий фон.

Распределение 47 спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$ в скоплении Форнакс более однородное в пределах всего скопления за исключением центральной области, где они не наблюдаются.

Сравнение вычисленных динамических параметров M_{dyn} , M_{dyn}/L_B , K и

μ для спиральных галактик с $M \geq -20.6$ и $M \leq -20.6$, различающихся по светимости в скоплениях Вирго и Форнакс на основе оценки t -критерия Стьюдента показало статистически значимое превышение фракции темной материи в спиральных галактиках с $M \geq -20.6$ в изучаемых скоплениях.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,
Государственный университет им. Илии,
Грузия, e-mail: nmnt@yahoo.com

² Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: astrofiz@sci.am

ARRANGEMENT OF SPIRAL GALAXIES IN THE VIRGO AND FORNAX CLUSTERS AND THEIR DYNAMICAL PROPERTIES

N.KOGOSHVILI¹, T.BORCHKHADZE¹, A.T.KALLOGHLIAN²

Based on the data in the Merged Catalogue of Galaxies MERCG there were studied dynamical features of spiral galaxies with $M \geq -20^m.6$ in the Virgo and in the Fornax clusters. Measured diameters of galaxies were used for defining the radius R_D , which was considered as the region where maximum concentration of dark matter is possible. Based on the condition of centrifugal equilibrium the dynamical parameters M_{dyn} and M_{dyn}/L_B of spiral galaxies were determined and the theory of angular momentum transfer allowed to estimate the central surface density μ_0 and full angular momentum K of stars in these galaxies. The comparison of dynamical parameters of spiral galaxies with $M \geq -20.6$ and $M \leq -20.6$ reveals a statistically significant excess of the fraction of dark matter in galaxies with $M \geq -20.6$, which has been estimated as 26.3% in Virgo and 27% in Fornax clusters.

Key words: *galaxies: dynamic features*

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.C.Rubin, W.K.Jr.Ford, N.Thonnard*, *Astrophys. J.*, **238**, 41, 1980.
2. *M.Persic, P.Salucci*, *Astrophys. J.*, **355**, 44, 1990.
3. *M.Persic, P.Salucci*, *Astrophys. J.*, **368**, 60, 1991.
4. *G. De Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin et al.*, RCBG, Springer-Verlag, 1999.
5. *N.G.Kogoshvili, Т.М.Ворчкхадзе*, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., **77**, 2004, (Сводный Каталог MERCG доступен на сайте <http://library.iliauni.edu.ge/galaxies.html>).
6. *Б.А.Воронцов-Вельяминов, А.А.Красногорская, В.П.Архипова*, МКГ, I-V, 1964.
7. *F.Zwicky*, CGCG I-VI vv, CIT, Pasadena, 1961-1968.
8. *N.G.Kogoshvili, Т.М.Ворчкхадзе, А.Т.Каллоглиан*, *Astrophysics*, **56**, 3, 2013.
9. *A.Riess et al.*, *Astrophys. J.*, **699**, 539, 2009.
10. *G. De Vaucouleurs*, *Astrophys. J. Suppl.*, N48, 1961 (UBV 461 gal.)
11. *A.Jornal, J.P.Blakeslee et al.*, (10 auth.), *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, N169, 213, 2007.
12. *G. De Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs*, *Astron. Astrophys.*, **28**, 109, 1973.
13. *B.Binggeli, A.Sandage, G.A.Tammann*, *Astron. J.*, **90**, 1681, 1985.
14. *B.Binggeli, G.A.Tammann, A.Sandage*, *Astron. J.*, **94**, N2, 1987.
15. *G. De Vaucouleurs, H.G.Corvin*, *Astron. J.*, **92**, N4, 1986.
16. *N.G.Kogoshvili, Т.М.Ворчкхадзе*, *Astrophysics*, **44**, 2, 2001.
17. *J.P.Anosova*, *Astrophysics*, **44**, 2, 2001; **27**, 535, 1987.
18. *N.G.Kogoshvili, Т.М.Ворчкхадзе*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **424**, 1790, 2012.
19. *J.P.Madrid*, *Astron. J.*, **137**, 3864, 2009.
20. *H.C.Ferguson et al.*, *Astron. J.*, **98**, 367, 1989.

МОЖНО ЛИ НАЙТИ ПРИЗНАКИ ЭВОЛЮЦИИ АНОМАЛЬНОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЕМ ГАЛАКТИК ОДНОГО СКОПЛЕНИЯ?

Г.А.АРУТЮНЯН, В.С.АРУТЮНЯН

Поступила 15 августа 2014

Мы составили список карликовых галактик - кандидатов в члены скопления в Деве. Исследована зависимость радиальных скоростей от звездной величины. Для частичной компенсации локальных скоростей вычислены средние значения радиальных скоростей для галактик с шагом в одну звездную величину. Несмотря на большую дисперсию скоростей, хорошо выслеживается тенденция уменьшения средней радиальной скорости с ослаблением галактик. Такая тенденция может быть интерпретирована исходя из гипотезы, что карликовые галактики быстрее эволюционируют в смысле подстраивания под масштабное изменение пространства вследствие ускоряющегося расширения последнего.

Ключевые слова: галактики; скопление; аномальное красное смещение

1. *Введение.* Возможность существования аномального красного смещения в спектрах галактик широко обсуждалась в связи со многими наблюдательными фактами (см., например, [1-2] и ссылки в них). Тем не менее вопрос не получил окончательного решения и пока остается открытым. Более того, большинство исследователей не принимает всерьез саму идею о существовании аномального красного смещения. Общепринято, что наблюдаемые смещения в спектрах галактик имеют чисто доплеровское происхождение и обусловлены совместным действием космологической и локальной (для данного объекта) скоростей.

С другой стороны, исследователи, которые являются приверженцами идеей аномального красного смещения, считают, что со временем оно должно исчезнуть по определению, так как являясь признаком "молодости" излучающей материи, оно не должно существовать при ее "зрелом" возрасте. При более или менее последовательной трактовке этой концепции непременно должен быть исследован вопрос о скорости эволюции объектов различных классов. Понятно, что если даже существует некий механизм, ответственный за появление аномального красного смещения, нет причин считать, что у всех объектов эволюция физической причины его появления происходит с одинаковой скоростью.

Если, например, свойства материи с этой точки зрения определяются

степенью расширения пространства, что приводит к расширению обычной барионной материи, то, по-видимому, можно прийти к выводу, что эволюция маломассивных галактик должна произойти быстрее, чем эволюция их массивных сородичей. Такое заключение можно сделать на основе простых физических соображений, предложенных автором в предыдущих работах [3-4]. Исходным пунктом для данного заключения служит то обстоятельство, что маломассивные объекты легче следуют за расширением пространства, чем массивные, у которых мощное гравитационное поле замедляет расширение. Образно говоря, у массивных объектов должно наблюдаться своего рода вмораживание пространственного масштаба в веществе.

Так как в любом скоплении галактик имеются как гигантские, так и карликовые галактики, то имеет смысл попытаться сравнить средние значения красных смещений для различных типов галактик.

2. *Постановка задачи.* В современных теориях формирования галактик господствуют и чаще всего обсуждаются две принципиально разных интерпретаций происхождения карликовых галактик, которые нередко являются спутниками крупных галактик. Согласно первой интерпретации они являются космологическими подструктурами, состоящими из обычной барионной материи. Согласно данной точке зрения карликовые сфероидальные галактики считаются основным строительным материалом образования крупных галактик в иерархической космологической модели, основанной на, так называемой, гипотезе холодной темной материи. Другое объяснение основывается на механизме разрыва и фрагментации богатых газом приливных ветвей, выброшенных из взаимодействующих галактик при образовании иерархической структуры. В последнем случае они часто называются приливными карликовыми галактиками, и естественно ожидать, что они должны формировать галактические структуры, угловой момент которых коррелирует с моментами их материнских галактик.

В работе [5], например, исследованы системы спутников нашей Галактики и туманности Андромеды. Авторы считают, что существование приливных карликовых галактик не должно вызвать никаких сомнений, так как механизм их образования основывается на фундаментальных физических принципах. Изучая распределение карликовых спутников нашей Галактики, они с 99.5 процентной значимостью приходят к выводу, что изучаемые спутники составляют сильно сплюснутую систему, которая наклонена по отношению к галактической плоскости под углом 88 градусов. Примерно такая же картина наблюдается и в случае спутников туманности Андромеды, с той лишь разницей, что в этом случае плоскость галактик-спутников наклонена под углом 59 градусов.

В недавней работе [6] подводятся итоги современных знаний об упомянутых структурах в Местной группе галактик. Кроме галактик-

спутников изучают также систему остальных галактик Местной группы, на основе чего авторы находят две плоскости, в которых сконцентрированы галактики, не являющиеся спутниками нашей Галактики или М31. Не останавливаясь на подробностях, заметим лишь, что обнаруженные структурные особенности свидетельствуют об исключительно малой вероятности реализации первого из двух выше описанных сценариев. Поэтому авторы приходят к выводу, что карликовые сфероиды формируются (формировались) вследствие фрагментации приливных ветвей галактик, благодаря приливному силам, действующим между крупными галактиками.

Мы рассматриваем все галактики как результат последовательных распадов и фрагментации более массивных объектов, что является развитием амбарцумяновской концепции образования космических объектов. Эта концепция, кроме остальных отличий от традиционных интерпретаций, основывается на том существенно важном предположении, что энергия распада не может быть передана извне, а содержится в самих объектах. Нет сомнения, что приливные эффекты как физический механизм могут существовать и иметь некоторое воздействие на процессы формирования, а в некоторых случаях даже иметь достаточно существенное влияние на формирование объектов, но источник энергии распада не может быть вне самого объекта. Правда, в первоначальной концепции Амбарцумяна не уточнен источник энергии. Чисто феноменологически этот механизм мог быть похожим на радиоактивный распад атомных ядер, который почти не изменяется под влиянием внешних неядерных воздействий. В качестве такого источника нами был предложен механизм, ответственным которого является ускоряющееся расширение Вселенной, который считается универсальным и действует на всех масштабах, а не только на космологических расстояниях. Этот механизм постоянно совершает работу, увеличивая общую кинетическую энергию Вселенной.

Таким образом, считая, что формирование космических объектов происходит вследствие распада более массивных объектов или посредством выброса сгустков материи из них, непременно приходим к выводу, что некоторая часть карликовых галактик (и не только карликовых) может считаться объектами второго или последующих поколений по сравнению с более массивными объектами. В таком сценарии формирование карликовых галактик продолжается и в настоящее время, и чем дальше, тем больше вероятность формирования маломассивных галактик. Процесс напоминает самопроизвольное деление атомных ядер или альфа (в более общем смысле - кластерный) распад. В работе [3] один из авторов получил формулу для расчета массы, которая может получить скорость отрыва от материнского объекта, если последний взаимодействует с, так называемой, темной энергией или, другими словами, подчиняется закону ускоряющегося

расширения. Она имеет форму

$$\Delta M_{ej} = k_{*} h M \Delta t, \quad (1)$$

где k_{*} - некоторый безразмерный коэффициент, зависящий от радиального распределения плотности в материнском объекте, h - нормированное значение постоянной Хаббла, которое показывает прирост единицы длины за единицу времени, M - масса материнского объекта, а Δt - время накопления энергии внутри материнского объекта.

Сама формула (1), как нетрудно видеть, по конструкции очень напоминает соотношение, описывающее радиоактивный распад, хотя она получена на основе абсолютно непохожих рассуждений. Разница в том, что здесь определяется масса вещества, которая может безвозвратно покинуть материнский объект. Из формулы (1) следует, что со временем, когда масса материнского тела постепенно уменьшается вследствие рекуррентных выбросов материи (если нет процесса рождения или увеличения массы материнского объекта, который замещает потерянную массу), уменьшается также масса выброшенного сгустка материи за одинаковый период времени. Следует отметить, что в чисто эволюционном смысле объекты, которые выброшены из ядра галактики, в среднем, прошли меньший путь эволюции по сравнению с материнским и более массивными объектами, которые вследствие деления или выбросов были сформированы раньше. С другой стороны, если придерживаться идеям распяного формирования космических объектов, где главную движущую роль играет *не очень понятное, но фактически наблюдаемое явление* расширения пространства, то маломассивные галактики чисто статистически должны обладать меньшим красным смещением, чем более массивные сородичи того же возраста.

Любое скопление галактик состоит из объектов различных масс и может служить хорошей лабораторией для выявления корреляции других физических характеристик с массой. Имея разницу масс в 5-7 порядков между этими объектами, любая закономерность, если она есть, которая зависит от массы, должна проявляться достаточно четко. То же самое касается и зависимости красного смещения от массы, если она существует.

Правда, при этом возникает и другой вопрос, что связан с моментом образования галактик. Нет никаких доказательств об одновременности формирования всех галактик данного скопления, и этот вопрос требует отдельного рассмотрения. Его следует проанализировать, исходя из наших представлений об образовании галактик. С классической точки зрения карликовые галактики являются теми "кирпичиками", из чего вследствие слияний формируются более массивные галактики. Следовательно, карликовые галактики представляют собой тот класс объектов, которые прошли самый длинный эволюционный путь. Однако при классической трактовке ни длительность эволюции, ни масса объекта не влияют на спектральные

сдвиги (не считая, конечно, достаточно хорошо изученное красное смещение при наличии сильного гравитационного поля).

3. *Наблюдательный материал.* Нами была использована база данных SDSS, откуда мы отобрали галактики слабее тринадцатой величины в области скопления Девы, скорость которых отличается от скорости M87 не больше, чем на 1500 км/с, а координаты по прямому восхождению и склонению отличаются от соответствующих координат M87 не больше 5° . В списке оказалось 317 объектов слабее 13-й величины в зеленом фильтре (g). Абсолютное большинство оставшихся в списке объектов являются карликовыми эллиптическими галактиками по определению SDSS.

Имея звездные величины и радиальные скорости, мы, как первое приближение, вычислили коэффициент корреляции между ними. Коэффициент равен -0.13, что по сути можно считать отсутствием корреляции. Однако следует учитывать то важное обстоятельство, что в данном случае большую роль играют локальные скорости, которые могут быть более или менее компенсированы, если будут использованы средние значения скоростей для интервалов звездных величин. Поэтому радиальные скорости галактик были усреднены для интервалов с шириной в одну звездную величину, начиная с 13-й величины. Результаты усреднения приведены в табл.1, где в первой колонке показан интервал звездных величин, во второй - количество галактик в данном интервале (n_i), в третьей - средняя скорость галактик (\bar{v}), в четвертой - стандартный разброс скоростей (σ_v), и в пятой - отношение \bar{v}/σ_v .

Таблица 1

ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕЙ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ОТ СВЕТИМОСТИ КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК СКОПЛЕНИЯ В ДЕВЕ

$m_i - m_{i+1}$	n_i	\bar{v}	σ_v	\bar{v}/σ_v
13 - 14	10	1282	623	2.1
14 - 15	38	1211	631	1.9
15 - 16	55	1199	618	1.9
16 - 17	99	1059	721	1.5
17 - 18	87	902	812	1.1
18 - 19	12	479	829	0.6
>19	15	1031	875	1.2

Данные таблицы показывают, что радиальные скорости галактик уменьшаются с ослаблением блеска галактик, хотя дисперсия скоростей во всех случаях достаточно большая. Тем не менее, тенденция уменьшения радиальной скорости с ослаблением блеска галактик кажется очевидной. Коэффициент корреляции между величинами в первом и третьем столбцах составляет -0.6, а если отбрасываются слабейшие галактики последней

строки, этот коэффициент увеличивается до -0.9 . Таким образом, если считать, что галактики нашего списка принадлежат скоплению в Деве, то можно прийти к выводу, что средняя радиальная скорость тем меньше, чем ниже светимость галактики и, следовательно, чем меньше ее масса.

Мы исследовали также поведение средних величин, описывающих подвыборки галактик в зависимости от проецированного расстояния до центральной галактики М 87. С этой целью отдельно были рассмотрены галактики в концентрических кольцах с шириной 0.5 градуса вокруг галактики М 87. В табл.2 приведены количества N в каждом кольце, средняя звездная величина \bar{m} данной подвыборки, а также стандартный разброс звездных величин σ_m , средняя скорость \bar{v} и разброс скоростей σ_v . Кроме этого, в последних четырех столбцах приведены количества (N_I и N_{II}) и средние скорости галактик (v_I и v_{II}) для галактик, радиальные скорости которых меньше (с индексом I) и больше (с индексом II) скорости М 87.

Как показывают данные из табл.2, средняя звездная величина не зависит от расстояния до центральной галактики. Однако средняя радиальная скорость, несмотря на достаточно большое значение разброса, показывает некоторую тенденцию роста с удалением от центральной галактики. В центральном круге проецированная плотность галактик выше, а средняя скорость явно имеет минимальное значение. Такая картина может быть интерпретирована, как квазисферическое распределение галактик нашей выборки, которые обладают явно выраженной радиальной компонентой скорости.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И РАДИАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ
КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК В КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ КОЛЬЦАХ
ДЛЯ ДВУХ ПОДГРУПП (см. в тексте)

		N	\bar{m}	σ_m	\bar{v}	σ_v	N_I	v_I	N_{II}	v_{II}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	0 - 0.5	11	16.4	0.9	640	751	9	388	2	1776
2	0.5 - 1	21	16.5	1.9	1086	963	12	419	9	1889
3	1 - 1.5	28	16.2	1.6	1070	877	13	316	15	1724
4	1.5 - 2	31	16.5	1.4	757	817	22	326	9	1810
5	2 - 2.5	21	17.2	2.0	883	634	13	493	8	1048
6	2.5 - 3	30	16.5	1.9	808	647	21	494	9	1543
7	3 - 3.5	31	16.6	1.6	903	810	20	424	11	1776
8	3.5 - 4	32	16.7	1.7	972	671	22	671	10	1635
9	4 - 4.5	23	16.6	1.9	1212	449	13	890	10	1663
10	4.5 - 5	20	16.7	1.5	1212	706	9	646	11	1675
11	5 - 5.5	20	16.2	1.1	1144	399	11	868	9	1481
12	5.5 - 6	15	15.8	1.1	1101	391	11	851	4	1788
13	>6	34	17.0	2.0	1596	673	15	928	19	2123

Здесь следует обратить особое внимание также на данные, приведенные в столбцах (8)-(11). В центральном круге наблюдается большой перевес количества галактик, радиальные скорости которых меньше скорости М 87. Эта тенденция в среднем продолжается до расстояния 4 градусов от центральной галактики. В данной области из 202 галактик 132 имеют скорости, которые меньше скорости М 87. После этого расстояния картина не так очевидна. При этом средняя звездная величина для данных выборок почти не меняется.

4. *Заключительные замечания.* Полученные результаты свидетельствуют о двух тенденциях. Во-первых, отчетливо выслеживается корреляция между двумя величинами - радиальными скоростями галактик и их светимостью: чем слабее галактики, тем меньше их радиальные скорости. С другой стороны, примерно 2/3 исследуемых галактик имеют меньшую радиальную скорость, чем центральная галактика М 87. Вторая особенность лучше проявляется для галактик, проецированное расстояние которых от М 87 меньше 4-х градусов, и наиболее ярко выражена для галактик, находящихся в самом центре скопления. Такое поведение может быть объяснено, если предположим, что скопление радиально расширяется, а слабые галактики, которые имеют большую скорость, чем центральная галактика, находятся на большем расстоянии. Вследствие этого появляются селекционные эффекты, что затрудняет обнаружение галактик с большими скоростями. Такое же заключение было сделано в работе [7] на основе изучения всех галактик этого же скопления. В любом случае, наиболее существенным заключением здесь является, что в скоплении мы наблюдаем радиальное расширение галактик, в том числе, карликовых.

Что касается первой тенденции, то она, по-видимому, имеет более глубокий характер. Она может быть объяснена, если исходить из гипотезы, что маломассивные галактики легче подчиняются закону расширения пространства, чем более массивные. Образно говоря, в последних пространственный масштаб, вмороженный в вещество, сохраняется большим гравитационным полем и поэтому труднее теряет аномальное красное смещение. Очевидно, что это всего лишь предварительное заключение, и для более серьезных выводов следует исследовать как другие скопления, так и вообще большие выборки карликовых галактик.

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

IS IT POSSIBLE TO FIND SIGNS OF ANOMALOUS REDSHIFTS STUDYING GALAXIES OF A SINGLE CLUSTER?

H.A.HARUTYUNIAN, V.S.HARUTYUNYAN

We have compiled a list of dwarf galaxies - probable members of the cluster in the Virgo. The dependence of radial speeds on stellar magnitudes is studied. For the partial compensation of local velocities average values of radial speeds of galaxies have been determined for subsamples within one stellar magnitude. In spite of rather big dispersion of velocities sharp decrease of radial speeds with the weakening of galaxies is traced. This tendency might be interpreted as a result of more rapid evolution of dwarf galaxies in the sense of adjusting to the scale change of the space due to its accelerated expansion.

Key words: *galaxies: cluster: anomalous redshift*

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.Arp*, "Seeing Red", Apeiron, Montreal, 1998.
2. *H.Arp*, "Catalog of Discordant Redshift Associations," Apeiron, Montreal, 2003.
3. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, **53**, 341, 2010.
4. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, **54**, 323, 2011.
5. *M.Metz, P.Kroupa, H.Jerjen*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **374**, 1125, 2007.
6. *M.S.Pawlowski, P.Kroupa, H.Jerjen*, *astro-ph*, 1307.6210v1, 2013.
7. *Г.А.Арутюнян*, *Астрофизика*, **51**, 341, 2010.

О ФЛУКТУАЦИЯХ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ RZ Psc

И.С.ПОТРАВНОВ¹, Н.А.ГОРЫНЯ^{2,3}, В.П.ГРИНИН¹,
Н.Х.МИНИКУЛОВ⁴

Поступила 22 мая 2014

В статье исследуется поведение лучевой скорости звезды типа UX Ori RZ Psc. Существование в околозвездном диске этой звезды внутренней полости радиусом около 0.7 а.е. позволяет предполагать присутствие в ней компаньона. Результаты проведенного исследования лучевой скорости RZ Psc на основе наших собственных измерений и литературных данных не позволяют говорить об обнаружении периодической компоненты в ее изменениях. Два наиболее точных измерения V_r по спектрам высокого разрешения, полученным с интервалом в три месяца, демонстрируют неизменность лучевой скорости на этом промежутке времени с точностью 0.5 км/с. Это накладывает ограничение на массу гипотетического компаньона $M_p \leq 10 M_{Jup}$. Обсуждаются возможные причины наблюдаемых сильных флуктуаций лучевой скорости звезды.

Ключевые слова: *звезды: флуктуации лучевой скорости RZ Psc*

1. *Введение.* Звезда RZ Psc (Sp = K0 IV, Хербиг [1]) относится к числу наиболее загадочных представителей звезд типа UX Ori. Она демонстрирует характерное для звезд этого семейства фотометрическое и поляриметрическое поведение [2-7]. Но при этом минимумы, наблюдаемые у RZ Psc, отличаются от минимумов, наблюдаемых у других звезд этого типа, весьма малой продолжительностью: 1-2 дня [4]. Кроме того, в спектре звезды нет эмиссионной линии H α [1,8], присутствующей в спектрах других звезд типа UX Ori. Необычно также и то, что звезда лежит на высокой галактической широте, вдали от областей звездообразования и молодых звездных ассоциаций. Все это вместе взятое оставляло открытым вопрос об эволюционном статусе звезды.

В ходе недавно проведенных исследований [9-12] было показано, что RZ Psc прошла в недалеком прошлом стадию эволюции звезды типа T Тельца и в настоящее время является самым старым представителем звезд типа UX Ori. Согласно последним оценкам, полученным с помощью расчета траектории движения звезды относительно галактической плоскости, ее возраст составляет примерно 25 ± 5 млн. лет [9,10]. Эта величина заметно превосходит характерное время жизни протопланетных дисков (около 10 млн. лет [13]). В то же время, у RZ Psc обнаружены спектроскопические признаки околозвездного газа, наблюдаемые в линиях резонансного дублета Na I D [14]. Все это говорит о том, что звезда окружена околозвездным

диском, переходным от протопланетного к остаточному (debris). Исследование таких объектов представляет большой интерес для понимания физических процессов, протекающих на поздних стадиях эволюции околозвездных дисков звезд солнечного типа.

В фотометрическом поведении RZ Psc наблюдается цикл активности с периодом 12.4 года [11]. Подобные плавные, циклические изменения блеска в ярком состоянии на больших временных интервалах наблюдаются также у ряда других звезд типа UX Ori (см. например, [15-18]). Одной из причин такого поведения звезд могут быть волны плотности в околозвездных дисках, возникающие из-за гравитационного влияния вторичного компонента, которым может быть маломассивная звезда, коричневый карлик или массивная планета (см., например, [19]). Наличие в околозвездном диске RZ Psc центральной полости, свободной от вещества [11] (предсказанной в работе Шаховского и др.[7]) также может свидетельствовать о том, что во внутренней части диска уже сформировалась планетная система. Присутствие компаньона в системе может быть обнаружено по переменности лучевой скорости звезды. Знание лучевой скорости необходимо также для определения вектора скорости движения звезды в Галактике при расчете ее кинематического возраста.

2. *Наблюдения.* Часть измерений лучевой скорости RZ Psc, представленных в данной статье, была выполнена Н.А.Горыня осенью 2012 и 2013 гг. на 1-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) на горе Кошка с помощью кросс-корреляционного измерителя лучевых скоростей, разработанного Токовининым [20]. Несколько других измерений V_R были сделаны по спектрам, полученным в обсерваториях Терсколе и Nordic Optical Telescope (NOT). Спектральные наблюдения на Терсколе выполнялись с помощью эшелюного спектрографа среднего разрешения MMCS ($R=13500$), установленного в кассегреновском фокусе 2-м телескопа. Стандартная процедура обработки спектров была произведена в пакете Dech-30 [21]. Значение лучевой скорости, измеренное по линиям металлов в области 5000-6500 Å, составило $V_R = -2 \pm 1.5$ км/с.

Два спектра RZ Psc были получены Ильиным [14] в августе и ноябре 2013г. с помощью 2.5-м Nordic Optical Telescope и эшелюного спектрографа FIES с высоким спектральным разрешением $R=46000$. Спектры обрабатывались в пакете FIEStool. Измерения лучевых скоростей выполнялись в процедуре *fixcor* пакета IRAF, определяющей положение кросс-корреляционного максимума, рассчитанного для наблюдаемого спектра и синтетического. Синтетический спектр был рассчитан с параметрами атмосферы, определенными в работе Потравнова и др. [12]. Для измерений были выбраны два участка спектра: 5500-5650 Å и 6000-6270 Å, богатые линиями металлов. Таким путем были получены значения $V_R = -1.22 \pm 0.53$ км/с и

$V_r = -1.20 \pm 0.33$ км/с для дат 19.08.2013 и 21.11.2013, соответственно. Результаты всех перечисленных выше измерений представлены в табл.1. Кроме них в таблицу вошли неопубликованные данные, полученные А.С.Расторгуевым (28.10.1991 и 29.10.1991) и А.С.Расторгуевым и Т.В.Ирсамбетовой (1.11.1991 и 4.11.1991) на 1-м телескопе на горе Майданак.

Таблица 1

ЛУЧЕВАЯ СКОРОСТЬ RZ Psc

Дата	JD+ 2400000	V_r км/с	σ км/с	Обсерватория
28.10.1991	48558.335	-0.13	1.37	1
28.10.1991	48558.381	-1.49	2.03	1
29.10.1991	48559.330	-2.52	1.96	1
01.11.1991	48562.313	-1.68	1.48	1
01.11.1991	48562.360	-4.91	1.17	1
04.11.1991	48565.346	-4.92	2.32	1
04.11.1991	48565.360	-2.70	1.62	1
04.11.1991	48565.376	0.90	2.15	1
17.12.1991	48607.500	-11.75	1.10	2
09.11.2009	55144.330	-2.00	1.50	3
26.10.2012	56227.408	-4.83	0.83	4
29.10.2012	56230.447	-5.56	0.58	4
19.08.2013	56523.720	-1.22	0.53	5
01.09.2013	56537.545	-8.61	3.81	4
01.09.2013	56537.555	-5.56	4.23	4
01.09.2013	56537.569	-2.35	1.31	4
09.09.2013	56545.548	-1.41	0.86	4
09.09.2013	56545.563	-0.38	0.95	4
09.09.2013	56545.572	-0.96	0.80	4
21.11.2013	56617.530	-1.20	0.33	5

Примечание: наблюдения выполнены на Майданаке (1), в CAO (2), Терсколе (3), КраО (4), NOT (5).

Наряду со спектральными наблюдениями, в течение 2012-2013гг. в обсерватории Санглок Института астрофизики Академии наук республики Таджикистан проводились фотометрические *BVR* наблюдения RZ Psc. Средняя точность измерений составляет $0^m.02$.

Результаты фотометрии представлены в табл.2. Кроме этих данных было сделано еще несколько оценок блеска RZ Psc в полосе *V* с точностью около $0^m.1$: 14.08.2013 ($V = 12^m.0$), 17.08.2013 ($V = 11^m.8$), 22.08.2013 ($V = 11^m.6$), 20.11.2013 ($V = 11^m.8$, по сообщению Д.Н. Шаховского).

ФОТОМЕТРИЯ RZ Psc В ТЕЧЕНИЕ 2012-2013гг.

Дата	JD+ 2400000	V	I - V	V - R
17.08.2012	56157.448	11.620	0.689	
20.08.2012	56160.317	11.623	0.734	0.663
05.09.2012	56176.241	11.899	0.747	
22.09.2012	56193.160	11.627	0.738	0.644
22.09.2012	56193.437	11.969	0.758	0.606
23.09.2012	56194.183	12.124	0.841	0.737
23.09.2012	56194.459	11.830	0.804	0.621
24.09.2012	56195.186	11.887	0.722	0.649
24.09.2012	56195.501	11.891	0.790	0.641
27.09.2012	56198.221	11.599	0.775	0.615
27.09.2012	56198.460	11.598	0.770	0.535
28.09.2012	56199.301	11.580	0.763	0.484
23.10.2012	56224.167	11.674	0.732	
16.02.2013	56340.084	11.402	0.892	
18.02.2013	56342.103	11.391	0.913	
15.08.2013	56520.284	11.617	0.673	0.590
19.08.2013	56524.446	11.568	0.714	0.582
21.08.2013	56526.217	11.570	0.745	0.566
23.08.2013	56528.258	11.606	0.713	0.621
23.09.2013	56559.128	12.382	0.804	0.690
23.09.2013	56559.346	11.948	0.780	0.657
24.09.2013	56560.131	11.574	0.785	0.566
24.09.2013	56560.436	11.582	0.698	0.580
25.09.2013	56561.385	11.607	0.721	0.577
28.09.2013	56564.453	11.525	0.692	0.560
29.09.2013	56565.444	11.543	0.660	0.553
30.09.2013	56566.443	11.531	0.691	0.546
03.10.2013	56569.446	11.572	0.682	0.558
04.10.2013	56570.443	11.544	0.683	0.542
11.11.2013	56608.106	11.571	0.709	0.590
13.11.2013	56610.106	12.005	0.803	0.642
17.11.2013	56614.095	11.794	0.840	0.645
21.11.2013	56618.093	12.025	0.840	0.674
27.11.2013	56624.143	11.848		0.650

3. *Предыдущие измерения лучевой скорости RZ Psc.* В литературе опубликовано еще несколько измерений лучевой скорости RZ Psc.

В частности, в работе Шевченко и др. [16] приводятся результаты измерений V_r для 7 ночей в период с 21 января по 3 февраля 1991г. Как и в нашей работе, наблюдения этих авторов выполнялись с помощью кросс-корреляционного измерителя лучевых скоростей [20], установленного на 1-м телескопе обсерватории Майданак. На основании этих измерений Шевченко и др. [16] сделали вывод об отсутствии у RZ Psc переменности лучевых скоростей с амплитудой больше 1.5 км/с. Среднее значение лучевой скорости по этим наблюдениям составляет $V_r = -2 \pm 1.5$ км/с.

Еще одно измерение лучевой скорости звезды сделано в работе Каминского и др. [8]. Авторы исследовали спектр RZ Psc, полученный с помощью 6-м телескопа БТА Специальной астрофизической обсерватории и спектрографа LYNX 17 декабря 1991г. Результат их измерений: $V_r = -11.75 \pm 1.1$ км/с - существенно отличается как от данных [16], так и от результатов наших измерений. Это значение лучевой скорости также добавлено в табл.1.

4. *Обсуждение результатов.* Результаты измерений лучевой скорости RZ Psc из табл.1 представлены на рис.1 в виде гистограммы. Видно, что большую часть времени величина V_r находится в пределах ошибок на уровне $V_r \approx -1.5$ км/с, что близко к значению, приводимому Шевченко и др. [16]. Важно отметить, что лучевые скорости, определенные по двум спектрам RZ Psc высокого разрешения с NOT, показывают одинаковые значения, хотя наблюдения разделены трехмесячным интервалом.

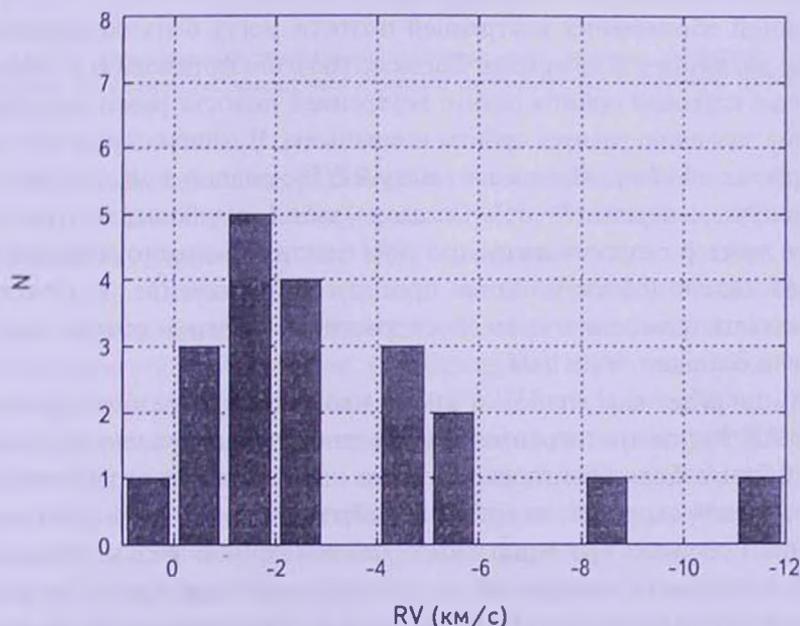


Рис.1. Гистограмма распределения лучевых скоростей RZ Psc. По оси ординат отложено число измерений, попадающих в соответствующий интервал лучевых скоростей. Общее количество измерений равно 20.

В настоящее время эти измерения лучевой скорости RZ Psc являются наиболее точными: с ошибкой около 0.5 км/с.

Предположение об отсутствии систематической переменности V_r выше этого предела позволяет наложить ограничение на массу вторичного компаньона, существование которого в ближайшей окрестности звезды недавно заподозрено в работе де Вита и др. [11].

Дело в том, что по данным [22], у RZ Psc отсутствует избыток в ближней инфракрасной области спектра (в полосах JHK). Это означает, что в ближайшей окрестности звезды пыли нет. С другой стороны, поляриметрические наблюдения RZ Psc [6,7] показали характерное для звезд типа UX Ori увеличение степени поляризации во время фотометрических минимумов, свидетельствующее о присутствии в системе поляризованного рассеянного излучения. На основании этого Шаховской и др. [7] предположили, что в диске, окружающем звезду, существует внутренняя полость, и основная масса околозвездной пыли, рассеивающей излучение звезды, находится на более удаленном расстоянии. Это предположение нашло подтверждение в работе де Вита и др. [11], в которой был обнаружен инфракрасный избыток на длинах волн $> 5\mu\text{м}$, хорошо описываемый функцией Планка при температуре около 500 К. С помощью простого соотношения: $T_d \approx T_{\text{eff}} (r/r_*)^{-1/2}$, где T_d и T_{eff} температура пыли и эффективная температура звезды, соответственно, r_* радиус звезды, был определен радиус внутренней полости: 0.7 а.е.

Причиной образования внутренней полости могут быть возмущения, вызванные движением компаньона. Согласно расчетам Аргимовича и Любова [23] в случае круговой орбиты радиус внутренней полости равен примерно удвоенному значению радиуса орбиты компаньона. В нашем случае это дает радиус орбиты ~ 0.35 а.е. Принимая массу RZ Psc равной 1 массе Солнца, отсюда получаем период $P \sim 75^d$. Согласно табл.1, наибольшая точность измерений лучевой скорости звезды (по двум спектрам высокого разрешения) составляет около 0.5 км/с. Если принять это значение в качестве полуамплитуды изменения лучевой скорости, то верхняя оценка массы компаньона составит $M_p \leq 10 M_{\text{Jup}}$.

На самом деле, как видно из рис.1, наблюдаемый разброс лучевой скорости RZ Psc на гистограмме значительно больше указанного выше значения 0.5 км/с. Если проигнорировать два самых больших отрицательных значения лучевой скорости, то средний разброс значений V_r по остальным наблюдениям составит примерно 2 км/с, что для данной звезды находится в пределах точности измерений с помощью кросс-корреляционного измерителя лучевых скоростей. Если принять это значение в качестве полуамплитуды изменений лучевой скорости звезды, то предыдущая оценка массы компаньона вырастет в 4 раза.

Если же два сильных отклонения лучевой скорости от среднего значения, лежащие в правой части гистограммы, реальны, то их невозможно объяснить в рамках простой модели с компаньоном на круговой орбите. В принципе такой тип гистограммы получается, если орбита компаньона сильно эксцентрична. Пример такой гистограммы приведен на рис.2.

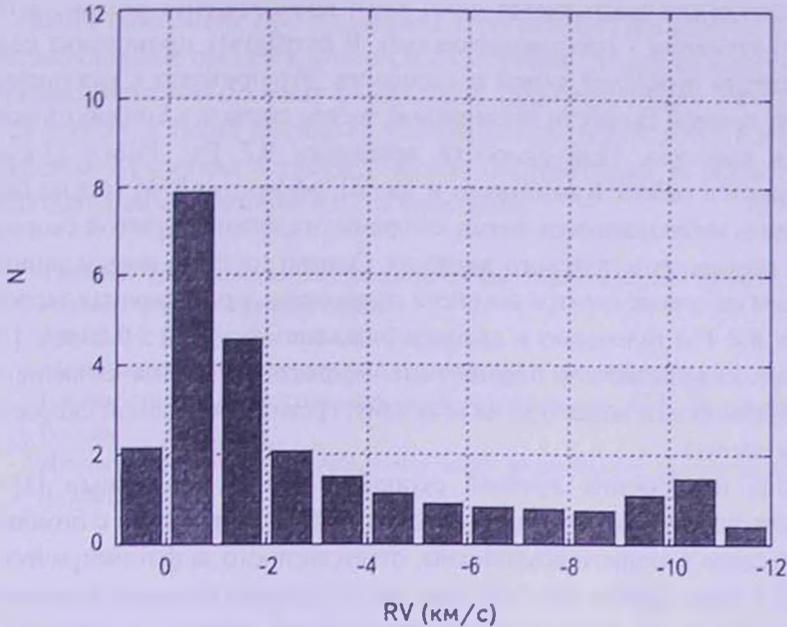


Рис.2. Теоретическая гистограмма распределения лучевых скоростей. График нормирован на количество имевшихся в нашем распоряжении измерений лучевой скорости RZ Psc.

На нем показана теоретическая гистограмма распределения лучевых скоростей для случая компаньона с эксцентриситетом орбиты $e = 0.7$, аргументом перицентра $\omega = 180^\circ$, полуамплитудой лучевых скоростей $K1 = 6$ км/с. Скорость центра масс системы подобрана таким образом, чтобы весь интервал изменений лучевой скорости примерно соответствовал наблюдаемому у RZ Psc. Для моделирования влияния ошибок измерений гистограмма свернута с гауссианой $FWHM = 1.5$ км/с. Видно, что теоретическая гистограмма качественно похожа на гистограмму лучевой скорости RZ Psc. Если принять такое объяснение, то возникает вопрос: почему в фотометрических наблюдениях RZ Psc не наблюдаются циклические изменения блеска с периодом орбитального движения компаньона (см. модели таких систем в [19])? Отсутствие таких изменений заставляет относиться с осторожностью к варианту объяснения гистограммы на основе модели с сильно эксцентрической орбитой.

Согласно [24] причиной спорадических флуктуаций лучевой скорости

RZ Psc может быть геометрическое экранирование диска звезды околозвездными пылевыми облаками. Этот эффект имеет ту же природу, что и эффект Росситера-МакЛафлина (далее Р-М эффект), впервые наблюдавшийся указанными выше авторами при спектральных наблюдениях затменных двойных звезд [25,26]. Физика этого эффекта весьма проста: в начале затмения закрывается один край вращающейся звезды, а при выходе из затмения - противоположный. В результате происходит сдвиг центра тяжести профилей линий поглощения. Это приводит к кажущемуся смещению лучевой скорости затмеваемой звезды сначала в синюю сторону, а затем в красную. При скорости вращения RZ Psc $V \sin i = 23$ км/с, определенной в работе Каминского и др. [8], эффектом Р-М можно было бы объяснить наблюдавшееся этими авторами отклонение лучевой скорости звезды от среднестатистического значения. Однако согласно новым данным, полученным на основе спектра высокого разрешения, проекционная скорость вращения RZ Psc примерно в два раза меньше: $V \sin i = 12 \pm 0.5$ км/с [12]. Это делает невозможным применение эффекта Р-М для объяснения флуктуации скорости вращения на величину, сравнимую с самой скоростью вращения звезды.

Сильное отклонение лучевой скорости звезды по данным [8] от среднестатистического значения невозможно объяснить также с помощью гипотетического внешнего компаньона, ответственного за фотометрический период 12.4 года. Дело в том, что при таком периоде сильные изменения лучевой скорости не могут происходить слишком быстро, например, на интервале времени порядка месяца. Между тем, по данным табл.1 примерно за полтора месяца до наблюдений Каминского и др. [8] лучевая скорость RZ Psc была равна -2.8 ± 2.3 км/с (среднее значение V_r по трем измерениям в ночь 04.11.1991). Таким образом, вопрос о происхождении этой аномалии в распределении лучевой скорости звезды остается открытым.

5. *Заключение.* Выполненный выше анализ измерений лучевой скорости RZ Psc позволяет сделать следующие выводы:

1) Два наиболее точных измерения лучевой скорости, сделанные во время яркого состояния звезды (см. табл.2), дают значение $V_r = -1.2 \pm 0.5$ км/с. Это значение можно считать характерной величиной лучевой скорости RZ Psc. С учетом точности этих измерений оценка верхней границы массы гипотетического компаньона, движущегося во внутренней полости околозвездного диска, составляет $M_p \leq 10 M_{Jup}$.

2) Гистограмма распределения лучевых скоростей RZ Psc, измеренных разными методами, имеет асимметричный характер. Разброс значений V_r в центральной части гистограммы (± 2 км/с) может быть вызван либо ошибками измерений, либо эффектом Росситера-МакЛафлина. Однако причины сильных отклонений лучевой скорости в направлении отрица-

тельных скоростей (одно из которых получено с высокой точностью [8]) не ясны. Необходимы дальнейшие спектральные наблюдения RZ Psc с высоким спектральным разрешением, как для получения высокоточных измерений лучевой скорости звезды, так и для изучения ее необычной спектральной переменности [14].

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН П 21 "Нестационарные процессы в объектах Вселенной". Один из авторов (Н.А.Г.) с признательностью отмечает финансовую поддержку гранта РФФИ (проект 11-02-00608), а также выражает благодарность руководству Симеизского отделения Крымской астрофизической обсерватории за предоставление наблюдательного времени на 1-м телескопе.

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Пб, Россия, e-mail: vgegao@mail.ru

² Институт астрономии РАН, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия

⁴ Институт астрофизики Академии наук республики Таджикистан, Душанбе

ON THE RZ Psc RADIAL VELOCITY FLUCTUATIONS

I.S.POTRAVNOV¹, N.A.GORYNYA^{2,3}, V.P.GRININ¹,
N.Kh.MINIKULOV⁴

In this paper we analyze the behaviour of the radial velocity V_r of the UX Ori type star RZ Psc. Presense of the inner cavity with the radius approximately 0.7 a.u. in the circumstellar disk of this star lets to suppose the existence of the secondary component. The investigation of the radial velocity based on our measurements and the archive data does not demonstrate the periodical component of the radial velocity changes. The two most precise measurements of the V_r , obtained using the high-resolution spectra with an interval about three months, show the absence of radial velocity variations with accuracy 0.5 km/s. This provides the restriction on the upper mass limit of the hypothetic companion: $M_p \leq 10 M_{Jup}$. The possible reasons of the observed strong radial velocity fluctuations are discussed.

Key words: *stars: fluctuations of radial velocity of RZ Psc*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **131**, 632, 1960.
2. *В.И.Кардаполов, В.В.Саханенко, Н.А.Шутемова*, *Переменные звезды*, **21**, 283, 1980.
3. *А.Ф.Пугач*, *Астрофизика*, **17**, 47 1981.
4. *Г.В.Зайцева*, *Переменные звезды*, **22**, 181, 1985.
5. *W.Wenzel*, *IAU Inform. Bull. Var. Stars*, **3280**, 1, 1989.
6. *Н.Н.Киселев, Н.Х.Миникулов, Г.П.Чернова*, *Астрофизика*, **64**, 334 1991.
7. *Д.Н.Шаховской, В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина*, *Астрон. ж.*, **47**, 580, 2003.
8. *Б.М.Каминский, Г.Ю.Ковальчук, А.Ф.Пугач*, *Астрон. ж.*, **44**, 611, 2000.
9. *V.P.Grinin, I.S.Potravnov, F.A.Musaev*, *Astron. Astrophys.*, **524**, A8, 2010.
10. *И.С.Потравнов, В.П.Гринин*, *Письма в Астрон. ж.*, **39**, 861, 2013.
11. *W.J. de Wit, V.P.Grinin, I.S.Potravnov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **553**, 4, 2013.
12. *I.S.Potravnov, V.P.Grinin, I.V.Ilyin, D.N.Shakhovskoi*, *Astron. Astrophys.*, **563**, A139, 2014.
13. *J.P.Williams, L.A.Cieza*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **49**, 67, 2011.
14. *И.С.Потравнов, В.П.Гринин, И.В.Ильин*, *Астрофизика*, **56**, 493, 2013.
15. *В.П.Цесевич, Б.А.Драгомирецкая*, *Звезды типа RW Возничего*, Киев, Наукова думка, 1973.
16. *В.С.Шевченко, Е.А.Витриченко, К.Н.Гранкин и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **19**, 334, 1993.
17. *В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, Д.Н.Шаховской*, *Письма в Астрон. ж.*, **24**, 802, 1998.
18. *А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской*, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 243, 1999.
19. *Т.В.Демидова, В.П.Гринин, Н.Я.Сотникова*, *Письма в Астрон. ж.*, **36**, 526, 2010.
20. *А.А.Токовинин*, *Астрон. ж.*, **64**, 196, 1987.
21. *G.A.Galazutdinov*, *SAO preprint*, №92, 1992.
22. *I.S.Glass, M.V.Penston*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **167**, 237, 1974.
23. *P.Artyowicz, S.H.Lubov*, *Astrophys. J.*, **421**, 651, 1994.
24. *В.П.Гринин, И.С.Потравнов*, *Астрофизика*, **56**, 5, 2013.
25. *R.A.Rossiter*, *Astrophys. J.*, **60**, 15, 1924.
26. *D.V.McLaughlin*, *Astrophys. J.*, **60**, 22, 1924.

NEW $H\alpha$ EMISSION STARS IN CEP OB3 REGION.
A RAPID BRIGHTNESS VARIATION OF V 733 CepN.D.MELIKIAN¹, J.GOMEZ^{1,2}, A.A.KARAPETIAN¹

Received 14 May 2014

Accepted 19 September 2014

A search of emission stars has been done on the base of digitized photographic plates received with 40" Schmidt telescope of Byurakan observatory equipped with a 4" objective prism. 46 new emission stars are found in a small area around the known FU Ori type variable V 733 Cep. Emission stars on the $J-H-H-K$ diagram are situated on or in the neighbourhood of T Tau locus. V, R, I photometry for some of emission stars is performed as well. Three new variable stars are found in the region. A rapid brightness variation is detected on V 733 Cep.

Key words: $H\alpha$ emission stars: Cep OB3 region: V 733 Cep

1. *Introduction.* Cep OB 3 is one of the youngest star associations [1], situated at the distance of 700 pc [2,3]. The first investigations of this region started in early 1940s [4-6].

Photometric studies of faint members of Cepheus OB3 have been made by some researchers to investigate the structure and star-forming history of this association or its relation to the neighboring molecular clouds. By the first detailed photometric study of Cep OB 3 association 40 early - type objects at a distance 725 pc were found [7]. Later Blaauw found evidence of the existence of two young subgroups - Cep OB3 A and Cep OB3 B, with ages of 8 and 4 Myr, respectively [8]. Based on the study of relative motion an expansion age of 0.72 Myr for these two subgroups has been suggested [9].

Over 50 X-ray point sources were discovered in the region of Cep OB3 with ROSAT PSPC and HRI, the majority of which are probably T Tauri stars [10]. Pozzo et al. [11] identified 10 T Tauri type stars and 6 candidates using $UBVI$ photometry and follow-up multi-fiber spectroscopy. Four out of the 10 definite TTS have a ROSAT X-ray counterpart in [10].

Several $H\alpha$ surveys have been done in this region for last years. Mikami & Ogura (2001) presented a list and finding charts of $H\alpha$ emission stars in the region of Cep OB3 [12]. Their objective prism survey covered an area of 36 square degrees. They found 108 $H\alpha$ emission stars, 68 of which are new. 33 new $H\alpha$ emission stars have been found with the observations of Wide Field Grism Spectrograph (WFGS), attached to the $f/10$ Cassegrain focus of the University of Hawaii 2.2-m telescope [13], and another 149 new $H\alpha$

emission stars were revealed in Cep B [14].

It is noteworthy that a new FU Ori type star, V 733 Cep, was discovered in this region in 2004 [15].

The results of above mentioned observations are direct evidence for active star-formation in the Cepheus OB3 region.

In the present work the results of the search and the study of H α emission stars in the field of Cep OB 3 with the sizes $\alpha_{(2000)} = 22^{\text{h}}51^{\text{m}}45^{\text{s}} - 22^{\text{h}}55^{\text{m}}21^{\text{s}}$ and $\delta_{(2000)} = 62^{\circ}19'54'' - 62^{\circ}44'46''$, almost in the center of which is the star V 733 Cep, are presented. The results of photometric study of V 733 Cep and some of H α emission stars are presented as well.

2. *Observations.* The detailed description of the method of the search of H α emission stars is given earlier [16]. Search of emission stars is performed on the digitized photographic plates received with 40" Schmidt telescope of Byurakan observatory equipped with a 4" objective prism. The digitization method of the photographic plates is described in detail by Mickaelian et al. [17]. Kodak 103aF plates in combination of an RG 610 filter were used during the observations. The spectral dispersion is 1100 Å/mm at H α . Three images of the region were obtained with the exposure times 30 min, 60 min and 70 min. The photographed region is a rectangle with size of about 16 square degree, out of which only a small area is used in present search. Observations have been done in 26-28 August 1989. The digitized versions of images expand possibilities of search of the emission and facilitate works with defects of photoemulsion, applying a possibility of variation of the size, brightness and contrast of the image. On Fig.1 the image of a spectrum of a star with strong H α (a) and the image of a spectrum of a star without emission (b) is presented.

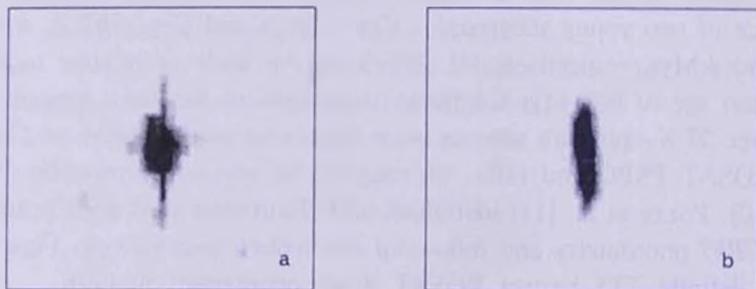


Fig.1. The enlarged images of spectra of a star with strong H α emission (a) and the spectrum of a star without emission (b).

Photometric study of V 733 Cep and some variable and new emission stars are performed in above mentioned subregion. The observations carried out with 2.6 m telescope of the Byurakan observatory from 1 to 4 December 2008. The

spectral camera SCORPIO was used in observations, description of which has been given earlier [18]. In the period of December 1 to 4, 14 images for the region Cep OB3 with center on V 733 Cep were taken. The integrational time for reception of each image is from 15 to 150 seconds. 11 images of the region were obtained on December 3, during more than two hours. 15 suggested comparison stars were used in our photometric measurements[19,20]. We excluded the stars C, K and F from the list of comparison stars because of their possible variability [20].

The photometry was performed using the IRAF version included in the collection of astronomical softwares UREKA [21] created by the collaboration between Space Telescope Science Institute and Gemini Observatory. We followed the normal reduction procedure using the package of IRAF `noao.imred.ccdred` [22] except for the *R* band frames where the reduction was done without applying the bias subtraction to the science images because of their short exposure time. The multiplicative effects of the CCD was corrected using the flats generated from the science images using the tasks provided by the ESO-MIDAS software [23]. The multi aperture photometry was performed using the IRAF `noao.digiphot.apphot` [24] package. We must mention that the photometry images that we have are not enough to realize a very accurate photometry.

3. *New emission stars.* 46 new emission stars are found in the investigated region, which are listed in Table I and are indicated on the finding

Table 1

DATA FOR NEW EMISSION STARS

	$\alpha(2000.0)$	$\delta(2000.0)$	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K</i>	<i>I</i> (H α)	Ident. (IRAS)
1	2	3	4	5	6	7	8
1	22 ^h 51 ^m 44 ^s .9	62°29'29".8	12 ^m .742	12 ^m .289	12 ^m .098	s	
2	22 51 48.63	62 24 55.7	10.451	9.155	8.677	w	
3	22 51 52.3	62 32 00.6	13.178	12.553	12.385	s	
4	22 51 55.53	62 41 45.6	11.637	10.786	10.510	m	
5	22 52 01.16	62 37 06.4	11.067	10.173	9.849	s	
6	22 52 05.61	62 35 34.6	12.567	12.016	11.819	m	
7	22 52 09.72	62 33 17.4	11.773	10.814	10.481	w	
8	22 52 11.67	62 34 10.7	14.228	13.506	13.249	s	
9	22 52 22.19	62 23 40.4	12.021	11.477	11.180	m	
10	22 52 22.71	62 21 50.0	13.029	12.414	12.256	m	
11	22 52 30.79	62 38 27.6	13.51	12.849	12.690	s	
12	22 52 32.75	62 43 36.6				m	
13	22 52 33.9	62 24 15.4	13.005	12.589	12.455	s	
14	22 52 38.37	62 44 12.6	14.166	13.817	13.631	m	
15	22 52 48.51	62 44 23.1	13.548	13.157	12.971	m	
16	22 52 50.13	62 27 34.9	11.851	10.801	9.798	s	R22509+6211
17	22 52 51.25	62 30 43.1	12.669	11.980	11.800	m	
18	22 53 04.84	62 29 30.7	12.343	11.237	10.849	s	

Table 1 (The end)

1	2	3	4	5	6	7	8
19	22 53 13.3	62 42 29.6	13.064	12.557	12.384	w	22519+6217
20	22 53 15.98	62 30 23.3	13.215	12.560	12.365	s	
21	22 53 19.32	62 25 32.0	13.474	12.985	12.839	m	
22	22 53 22.03	62 22 00.3	13.157	12.429	12.250	s	
23	22 53 34.05	62 23 17.9	13.401	12.746	12.583	s	
24	22 53 49.47	62 35 27.7	11.782	10.781	10.319	w	
25	22 53 52.72	62 34 27.03	12.820	12.372	12.151	s	
26	22 53 55.1	62 33 33.4	12.471	11.518	11.134	s	
27	22 53 57.37	62 36 50.6	13.095	12.603	12.478	w	
28	22 53 57.5	62 43 01.2	11.668	10.716	10.429	m	
29	22 53 58.99	62 35 39.0	11.742	11.003	10.653	m	
30	22 54 03.76	62 41 19.9	13.179	12.304	12.009	s	
31	22 54 06.58	62 36 49.8	13.41	12.755	12.612	w	
32	22 54 17.98	62 42 33.1	12.132	11.195	10.882	m	
33	22 54 18.46	62 26 46.2	12.768	12.259	12.022	m	
34	22 54 21.23	62 43 48.3	11.574	10.332	9.907	s	
35	22 54 22.75	62 25 05.2	12.510	11.683	11.407	m	
36	22 54 24.07	62 35 16.4	11.801	11.019	10.733	m	
37	22 54 24.64	62 25 05.0	13.829	13.253	13.128	s	
38	22 54 26.35	62 42 37.3	13.173	12.423	12.185	m	
39	22 54 31.75	62 22 53.3	12.538	11.881	11.583	s	
40	22 54 38.53	62 41 35.5	13.619	13.106	12.968	w	
41	22 54 40.63	62 33 33.9	11.224	10.423	10.157	s	
42	22 54 47.54	62 39 59.8	13.464	12.990	12.868	m	
43	22 54 49.78	62 30 12.4	11.859	10.608	10.163	w	
44	22 54 56.71	62 39 36.6	12.901	12.489	12.407	w	
45	22 55 00.75	62 35 22.3	11.906	10.743	9.987	w	
46	22 55 16.3	62 33 56.8	12.788	11.778	11.403	w	

charts (see Fig.2). In Table 1, the first column gives the serial numbers with which the stars are identified on the finding charts. The 2000.0 right ascensions and declinations are given in the second and third columns, respectively. The coordinates of the stars had been determined after the identification on the Palomar Sky Survey atlases. In the columns 4-6 the J , H , K magnitudes for the stars, taken from 2MASS observations [25] via the Vizier catalogue access tool, are presented. In the column 7 it is appointed the relative intensities of the emission line $I_{H\alpha}$ estimated on basis of objective prism spectra (s -strong, m -middle, w -weak). In the last column (ident.) presents the results of identification with infrared sources.

Comparison of our results with the results of $H\alpha$ surveys performed in Cep OB3 [12-14] shows, that only one known emission star - No 28 [12] is situated in the studied region. The careful study of the objective prism spectra

did not allow us to detect even weak trace of emission on the spectrum of this star. Probably the line intensity of this star has a variable character.

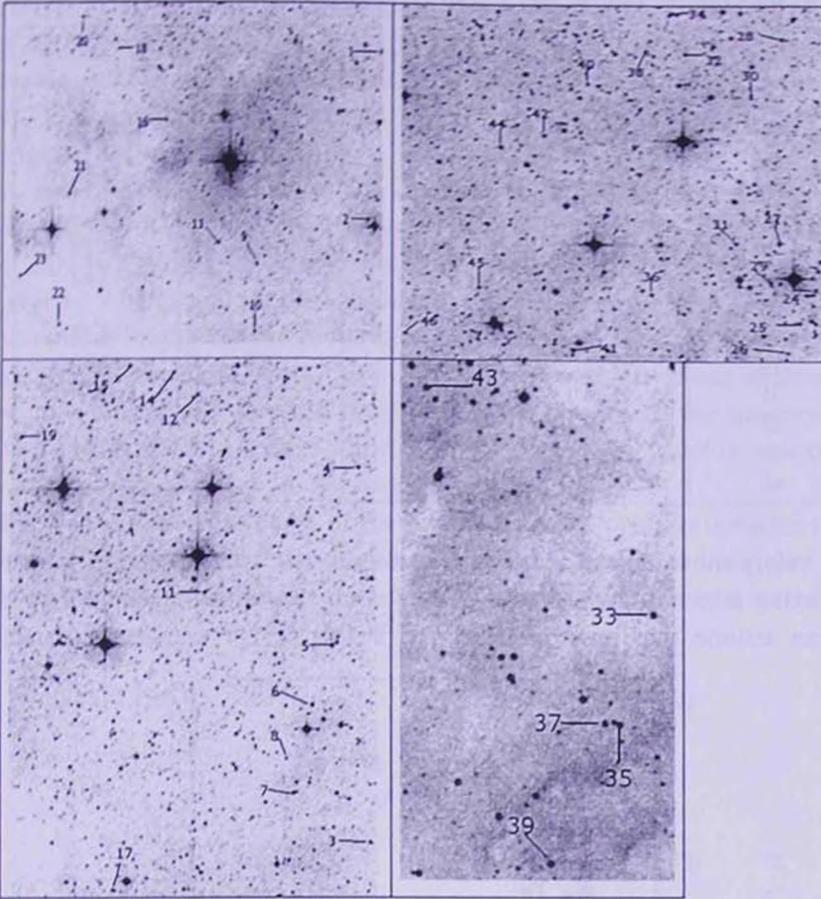


Fig.2. Finding charts of new emission stars.

Table 2 presents the results of *VRI* photometry for 14 emission stars. In the first column of Table 2 the number of H α emission star is given (see Table 1). In the following columns the magnitudes in *V*, *R*, *I* colors are attached. As one can see, the red magnitudes for these stars are measured in two different days. The errors of photometric measurements fall within the range of $\sigma(V) = 0^m.02 - 0^m.04$, $\sigma(R) = 0^m.03 - 0^m.06$ (Dec. 1), $\sigma(R) = 0^m.04 - 0^m.09$ (Dec. 3) and $\sigma(I) = 0^m.01 - 0^m.03$ (Dec. 1).

In Fig. 2 the finding charts of new emission stars are presented, where the red images from SDSS are used. North is at the top and east is to the left.

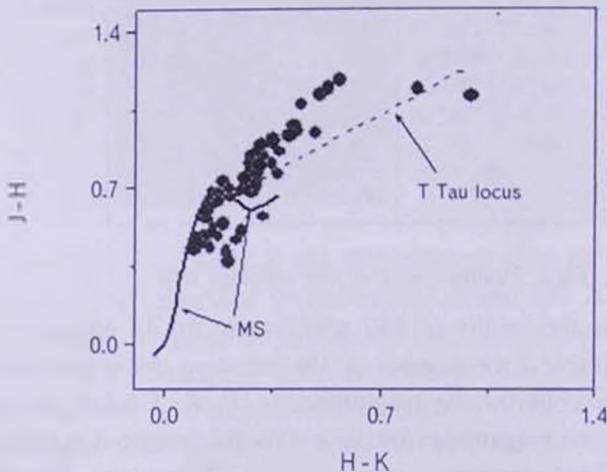
Fig. 3 presents near *IR* color-color diagram for 45 emission stars from Table 1. On Fig. 3 the locus of classical T Tau stars [26], and the main sequence, constructed with the data from [27] are shown by the arrows *J-H* and

Table 2

THE RESULTS OF V, R, I PHOTOMETRY 14 EMISSION STARS

No ($H\alpha$)	$R(\text{Dec.1})$	$R(\text{Dec.3})$	V	I
16	15 ^m .76	15 ^m .71	16 ^m .82	
17	16.01	15.95	17.11	14 ^m .02
18	16.54	16.53	17.71	15.17
20	16.15	16.15	17.54	14.54
21	16.11	16.05	17.63	
24	15.23	15.69	16.8	14.19
25	15.8	15.84	17.04	13.62
26	16.35	16.34	17.61	
27	15.76	15.75	17.41	14.17
29	15.41	15.44	16.8	13.88
31	16.16	16.15	17.63	14.7
33	16.23	16.19	17.55	
36	15.54	15.47	16.79	13.97
41	14.92	14.88		

$H-K$ colors show that all these stars belong to the spectral classes later than K0. Taking into account also the existence of $H\alpha$ emission in their spectra, one can assume that most of them are T Tau or UV Ceti type variables.

Fig.3. Emission stars on the $J-H - H-K$ diagram.

4. $V 733 Cep$. $V 733 Cep$ is one of the known FU Ori type stars discovered in 2004 by Persson [15]. Nowadays, only 10 stars are recognized as FU Ori type variables [28] among more than 47000 variable stars presented in GCVS. Such a rare form of variability once again indicates the importance of their study. The important role that FU Ori type variables play in the stellar evolution has been pointed out in the early seventies of the last century [29].

The star V 733 Cep is situated almost in the center of the studied region. The magnitudes of discovered H α stars in red band lie in range from 13^m to 17^m. On the objective prism images even a faint trace of this star had not been detected. Consequently, the star V 733 Cep in the observed period is fainter than 17^m in red band. Photometric data from the photographic observations of V 733 Cep also shows, that the star in September 1989 was in low level of brightness ($m_B = 20^m.9$) [20].

A rapid brightness variation was detected on V 733 Cep on December 3, 2008. A detail BVRI photometric study has been done for V 733 Cep from June 2007 to October 2009, where a slow trend of brightness decrease (0^m.15 per year in *I* band and 0^m.23 per year in *V* band) was observed [20]. It must be noted that brightness variations exceeding the value 0^m.2 were not detected during the observational period 2007-2009 [20]. The results of our observations show, that, out of this detected rapid increase of brightness, the magnitude of V 733 Cep has almost constant value, $m_R = 16^m.39 \pm 0^m.05$, which is concordant with the results obtained in *R* band earlier [19,20].

Fig.4 shows the light curve of the brightness variation. The duration of the increase in brightness is less than 30 min and in December 4 the star again shows its quiescent brightness. Such kind of short term brightness increase on

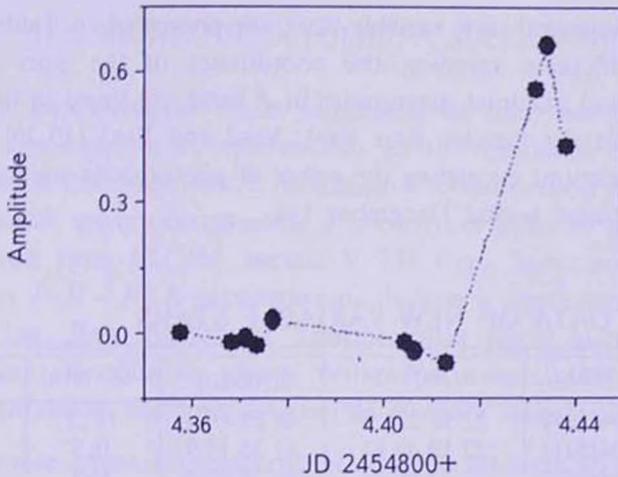


Fig.4. Light curve of detected brightness variation of V 733 Cep.

FU Ori type variables is detected for the first time. Spectral classification of V 733 Cep based on the spectral appearance in the red band indicates that its spectral type lies between early to mid G, while the spectral characteristics in infrared gives a late spectral type M7-M8 [30]. The light curve of rapid variation by the shape, amplitude and duration is typical to those of UV Ceti type flare events. Probably the rapid variation of V 733 is a possible "superflare", similar to those detected on stars of spectral types F8-G8 during last years [31].

5. *Variable stars.* During the study of mentioned region, 3 new variable stars are found. One of these stars is listed in Tables 1 and 2 as H α emission star No 24 and shown in Fig 2. Both other variables, *a* and *b*, are shown in Fig 5. Finding charts were taken from the direct images of the region in red band, received in December 2008 with the 2.6m telescope.

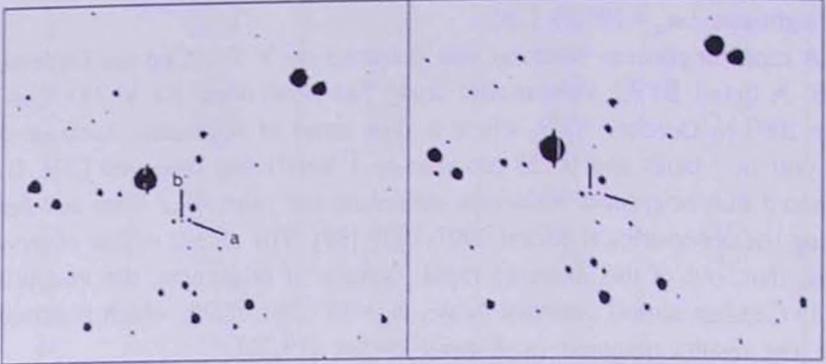


Fig.5. Finding chart of two new variable stars *a* and *b*. Images taken from our observations on Dec. 1 (left), and Dec. 3 (right).

The data of discovered new variable stars are presented in Table 3. The USNO-B1.0 identification number, the coordinates of the stars and the observed minimal and maximal magnitudes in *R* band are listed in the Table. It is remarkable that the variable stars Var1, Var2 and Var3 [19,20] did not show brightness variations exceeding the errors of photometric measurements during the observational period December 1-4.

Table 3

DATA OF NEW VARIABLE STARS

Star	USNO-B1.0	$\alpha(2000.0)$	$\delta(2000.0)$	<i>mR</i> (min)	<i>mR</i> (max)
No 24(H α)	1523-0425379	22 ^h 52 ^m 22 ^s .19	62°23'40".4	15 ^m .7	15 ^m .2
A	1525-0418411	22 53 49.83	62 35 19.9	16.5	15.8
B	1525-0418422	22 53 50.56	62 35 19.3	14.9	14.3

6. *Summary.* The results of objective-prism Schmidt survey of H α emission stars have been carried out in a small area of Cep OB3 association with the center of FU Ori type variable V733 Cep. 46 new emission stars have been found in this field. The stars are identified on POSS atlases, on which their coordinates have been determined. The H α emission intensities are estimated relative to continuous spectra. Finding charts of emission stars are presented as well. The *J-H-H-K* color-color diagram is made for emission stars, which shows that most of them could be T Tau and UV Ceti types

variable stars belonging to the spectral classes later K0.

A rapid brightness variation is detected on V 733 Cep on December 3. Such short time flare like event on FU Ori type variables is detected for the first time.

Three new variable stars are discovered in this region. The future investigations are need for the determination of the nature of their variability.

The results of our study once more confirm that Cep OB3 association is one of the youngest star forming regions.

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

² Observatorio Astronomico "Ramon Maria Aller", USC, Spain

НОВЫЕ H α ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТИ СЕР ОБ3. БЫСТРОЕ ИЗМЕНЕНИЕ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ V 733 СЕР

Н.Д.МЕЛИКЯН¹, Х.ГОМЕС^{1,2}, А.А.КАРАПЕТЯН¹

Поиск эмиссионных звезд выполнен на базе оцифрованных фотографических пластинок, полученных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории, с помощью 4° объективной призмы. 46 новых эмиссионных звезд обнаружены в крохотной области вокруг известной переменной типа FU Ori звезды V 733 Сер. Эмиссионные звезды на диаграмме J - H - H - K расположены на/или в окрестности локуса звезд типа T Тау. Для некоторых эмиссионных звезд выполнена V, R, I фотометрия. В области обнаружены три новые переменные звезды. Зарегистрировано быстрое изменение яркости звезды V733 Сер.

Ключевые слова: H α эмиссионные звезды; область Сер ОБ3; V 733 Сер

REFERENCES

1. M.Kun et al., In Handbook of Star Forming Regions: Vol.1., the Northern Sky, ed. B.Reipurth, p.136, 2008.
2. R.A.Gutermuth, J.L.Pipher et al., Astrophys. J., 739, 84, 2011.

3. *K.V.Getman, E.D.Feigelson et al.*, *Astron. J.*, **699**, 1554, 2009.
4. *P.W.Merrill, C.G.Burwell*, *Astrophys. J.*, **98**, 153, 1943.
5. *P.W.Merrill, C.G.Burwell*, *Astrophys. J.*, **110**, 387, 1949.
6. *P.W.Merrill, C.G.Burwell*, *Astrophys. J.*, **112**, 72, 1950.
7. *A.Blaauw, W.A.Hiltner, H.L.Johnson*, *Astrophys. J.*, **130**, 69, 1959.
8. *A.Blaauw*, *ARA&A*, **2**, 213, 1964.
9. *C.D.Garmany*, *Astron. J.*, **78**, 185, 1973.
10. *T.Naylor, A.C.Fabian*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **302**, 714, 1999.
11. *M.Pozzo, T.Naylor, R.D.Jeffries, J.E.Drew*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **341**, 805, 2003.
12. *T.Mikami, K.Ogura*, *Astrophys. Space. Sci.*, **275**, 441, 2001.
13. *K.Ogura, K.Sugitani, A.Pickles*, *Astron. J.*, **123**, 2597, 2002.
14. *Е.Г.Никогосян*, *Астрофизика*, **56**, 33, 2013.
15. *R.Persson*, *IAU Circ.*, 8441, 2004.
16. *Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян*, *Астрофизика*, **39**, 57, 1996.
17. *A.M.Mickaelian, R.Nesci, C.Rossi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **464**, 1177, 2007.
18. *Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, А.Л.Самсонян*, *Астрофизика*, **54**, 377, 2011.
19. *E.H.Semkov, S.P.Peneva*, *IBVS*, 5831, 2008.
20. *S.P.Peneva, E.H.Semkov, U.Munari, K.Birkle*, *Astron. Astrophys.*, **525**, 24, 2010.
21. UREKA project web page: <http://ssb.stsci.edu/ureka/>.
22. A User's Guide to CCD Reductions with IRAF. Philip Massey, National Optical Astronomy Observatories.
23. European Southern Observatory-Data Management Division 1998, MIDAS Users Guide, Volume A, B & C, Garching.
24. A User's Guide to the IRAF Apphot Package. Lindsey Elspeth Davis, National Optical Astronomy Observatories.
25. *R.M.Cutri et al.*, *VizieR On-Line Data Catalog*, 2003.
26. *M.R.Meyer, N.Calvet, L.A.Hillenbrand*, *Astron. J.*, **144**, 288, 1977.
27. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 261, 1988.
28. *B.Reipurth, C.Aspin*, in: "Evolution of Cosmic Objects through their Physical Activity, Proceedings of the Conference dedicated to Viktor Ambartsumian's 100th anniversary", held 15-18 Sep 2008 in Yerevan and Byurakan, Armenia, Editors: H.A.Harutyunian, A.M.Mickaelian & Y.Terzian, Yerevan, "Gitutyun" Publishing House of NAS RA, p.19-38, 2010.
29. *V.A.Ambartsumian*, *Astrophysics*, **7**, 331, 1971.
30. *B.Reipurth, C.Aspin et al.*, *Astron. J.*, **133**, 1000, 2007.
31. *H.Maehara, T.Shibayama et al.*, *Nature*, **485**, 478, 2012.

INVESTIGATION OF FAINT GALACTIC
CARBON STARS FROM THE FIRST BYURAKAN
SPECTRAL SKY SURVEY. OPTICAL VARIABILITY. I.
N-TYPE AGB CARBON STARS. K-BAND ABSOLUTE
MAGNITUDES AND DISTANCESK.S.GIGOYAN¹, A.SARKISSIAN², D.RUSSEIL³, N.MAURON⁴,
G.KOSTANDYAN¹, R.VARTANIAN⁵, H.V.ABRAHAMYAN¹,
G.M.PARONYAN¹

Received 14 May 2014

Accepted 19 September 2014

The goal of this paper is to present the optical variability study of the comparatively faint carbon (C) stars which have been discovered by searching the First Byurakan Survey (FBS) low-resolution (I_r) spectral plates at high Galactic latitudes using a recent wide-area variability databases. The light curves from the Catalina Sky Survey (CSS) and Northern Sky Variability Survey (NSVS) databases were exploited to study the variability nature of them. In this paper, first in this series, the variability classes are presented for 54 N-type Asymptotic Giant Branch (AGB) C stars. One find that 9 stars belongs to the group of Mira-type, 43 are Semi-Regular (SR), and 2 stars are Irregular (Irr)-type variables. The variability types of 27 objects has been established for the first time. K-band absolute magnitudes, distances, and height from the Galactic plane were estimated for all of them. We aim to better understand the nature of the selected C stars through spectroscopy, 2MASS photometric colours, and variability data. Most of the tools used in this study are developed in the frame of the Astronomical Virtual Observatory.

Key words: stars: N-type AGB stars: variability: K-band luminosity: distances

1. *Introduction.* Variability is an important phenomenon in astrophysical studies of evolution and structure, both stellar and Galactic and extragalactic. Particularly, faint stellar populations in the Galactic Halo carry information on numerous characteristics and formation mechanisms and subsequent evolution of the Galaxy. Some type of variable stars, such as RR Lyrae stars, Cepheids, are an excellent tool for studying the Galaxy. Being nearly standard candles (as a distance determination indicators) and being intrinsically bright, they are a particularly suitable tracer of Galactic structure [1-3]. Large-amplitude ($\Delta V > 2.5$) Asymptotic Giant Branch (AGB) Mira-type variables (Miras) are also very important distance indicators for old and intermediate age populations [4].

Cool, luminous N-type AGB variable carbon (C) stars have been the subject of many studies [5]. Part of them follow Period-Luminosity (PL) relations and are also using for investigating the global properties of the galaxies. Moreover,

in the focus of many researchers in last two decades are the Faint High Latitude Carbon Stars (FHLCs, $R > 13$ mag). Particularly, very distant and faint N-type objects are the subjects of the intensive studies for the kinematics and chemical composition of the Halo of Galaxy [6-9], also in the Local Group of Galaxies [10-13].

Despite the importance of variability, the variable optical sky remains largely unexplored and poorly quantified, especially at the faint end ($V > 15$ mag). Numerous questions remain still unanswered, particularly; what degree do different variable populations contribute to the overall variability, how are they distributed in magnitude and color, and what are the characteristic time-scales and dominant mechanisms of variability. To answer these questions, several contemporary projects were started which aimed at regular monitoring of the optical sky.

In this paper (first in this series) we report the results on optical variability study of the 54 cool N-type AGB FBS (First Byurakan Survey-FBS) [14] C stars (out of 120, where 66 objects show early C-type stars characteristics, i.e. they are R, CH, and dwarf C stars (dC)) detected on the FBS plates, using the two most prominent wide-area variability databases to derive some of their important characteristics. The C-rich nature was confirmed for all of them by moderate-resolution CCD spectroscopy [15-18].

2. *FBS Late-Type Stars Catalogue.* The 54 N-type C stars studied in this paper are included in the "Revised And Updated Catalogue Of The First Byurakan Survey of Late-Type Stars" (LTSS) [19], which contains photometric data for 1045 objects. The details of the selection and classification of the FBS LTSS, as well as the spectroscopic observations are described in paper [19].

Since 2007, all the FBS spectral plates are digitized and the Digitized First Byurakan Survey (DFBS) database is publicly available [20]. With the help of standard image analysis softwares, the DFBS plates are studied for faint LTSS close to the detection limit in each plate. As a result additional 24 new FHLC stars and numerous of M-type stars of late subclasses are detected (the total number of C stars detected is 120). The data about new detected DFBS C stars are presented in papers [21,22].

3. *Variability Databases Used.* To study optical variability for 54 N-type C stars the basic data coming from the two most prominent and wide-area sky surveys (as a two supplementary databases for the FBS LTSS) was used and considered; the Northern Sky Variability Survey (NSVS) which is based on ROTSE-I (Robotic Optical Transient Search Experiment) and the Catalina Sky Survey (CSS).

3.1. *ROTSE-I* experiment [23] monitored the entire observable sky twice a night from $V = +8.0$ to a limit of $V = +15.5$ mag. The NSVS [24] is based on data from the ROTSE-I (the effective wavelength is that of the R band)

and contains light curves for about 14 million of objects, with 100 ± 500 measurements per object collected over one year (light curves is available at <http://skydot.lanl.gov/nsvs/nsvs.php/>). A catalog of 8678 slowly varying stars ("Red Variables in the NSVS") with near-infrared (NIR) colours corresponding to the evolved AGB population are presented by authors of paper [25]. Identification and classification of 4659 objects into several variable star classes in NSVS, is given in paper [26] also.

3.2. *The Catalina Surveys*, which consists of Catalina Sky Survey (CSS) and the Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS, a consortium of two cooperating surveys, the original Catalina Sky Survey (CSS) and the Mt. Lemmon Survey (MLS)) [27]. The CSS project involves searches for rapidly moving Near Earth Objects (NEOs), while CRTS searches for stationary optical transients (OTS, <http://nessi.cacr.caltech.edu/DataRelease/>). Both surveys work collaboratively from data from three telescopes operated by CSS, the Catalina Schmidt telescope, the 60" Cassegrain reflector operated by the Steward Observatory (MLS), and the 0.5m Schmidt telescope of the Siding Spring Observatory (Siding Spring Survey - SSS). This data release encompasses the photometry for 500 million of objects (~40 billion measurements) with V magnitudes between 11.5 and 21.5 from area of 33000 square degrees, presently. Note that, for complement, the AAVSO (American Association of Variable Star Observers, site at <http://www.aavso.org/>), and the LINEAR (Lincoln Near - Earth Asteroid Research) [28] (<http://skydot.lanl.gov/linear/linear.php/>) databases were also investigated. In LINEAR database we found observations for FBS 0910+197 only.

4. *Light Curve Analysis, Period Determination And Classification*. The CSS and NSVS phase dependence light curves are analysed to study the variability nature of the 54 N-type C stars. In NSVS database the plots are not available for two stars only, namely FBS 0158+095, and FBS 1502+359, while 27 objects out of 54 have been classified in NSVS catalogue [25]. The field of 13 FBS N stars is not yet covered by CSS data, while the imput declinations of 6 Objects is beyond the CSS survey area. For a main parameters estimation, a CSS survey phase dependence light curve was used as a basic, which is more deeper and is a long-term monitoring than NSVS (the one year time span of NSVS makes it difficult in numerous cases to estimate amplitudes and periods precisely). In some cases, when light curves is absent in CSS, the NSVS light curve are analysed. Phase dependent light curve analysis and variability type classification was performed with help of VStar Software (a multi-platform data visualization and analysis tool, available at <http://www.aavso.org/>). VStar implements the Date Compensated Discrete Fourier Transform (DCDFT) algorithm [29] to get the basic pulsation period.

For numerous of N-type stars from the "General Catalogue Of Galactic

Carbon Stars" [30] the NSVS phase dependence light curves are considered also, which are classified in [25] as Mira variables. All they show amplitude of variability in *R* band larger than 1.5 mag. In CSS database we accept as a Mira-type variables for which $\Delta P \geq 2.5$.

The light curve analysis resulted to confirm for 9 stars as Mira-type variables, 43 as Semi-Regulars (SR) with very well expressed periodicity, and 2 objects as a Irregular (Irr)-type variables. The variability types of 27 stars are presented for the first time. Moreover, the pulsation periods of 27 objects classified in NSVS catalogue [25] are re-examined.

5. *K-Band Absolute Magnitudes And Distances.* We estimated the absolute K-band magnitudes and distances to the objects from the 2MASS [31] K magnitudes (assuming that K magnitude variation is negligible) using the following Period-Luminosity (PL) relations separately.

For Mira-type variables a revised PL relation [32] was applied:

$$M_K = -3.56 \times \log P + 1.14 (\sigma = 0.26 \text{ mag}) \quad (1)$$

For a SR variables a new PL relationship was applied [33]:

$$M_K = -1.34(\pm 0.06) \times \log P - 4.5(\pm 0.35) \quad (2)$$

which is based on K band luminosity analyse and revised Hipparcos parallaxes. For Irr variables to estimate the distances, $M_K = -6.5$ was adopted [34].

In Table 1 the data for the 54 FBS N-type AGB C stars are presented; the columns are: Column 1: running FBS and DFBS number according to catalogue [19] and according to papers [21,22], column 2: CSS (CSS, MLS, and SSS), or NSVS associations (if CSS is absent), column 3: variability type

Table 1

DATA FOR 54 FBS N-TYPE AGB CARBON STARS

FBS or DFBS Number	CSS and NSVS Association	Var. Type	Period days	$M(K)$ mag	D kpc	Z kpc	Notes
1	2	3	4	5	6	7	8
0042+484	NSVS 0045010+484104	SRA	300	-7.80	4.0	-0.9	
0043+474	NSVS 0046245+474135	Mira	344	-7.90	3.6	-0.9	
0110+397	CSS J0112 56.5+395944	SR	250	-7.70	7.5	-2.9	
0137+400	CSS J014020.6+401518	SR	329	-7.85	5.1	-1.8	1
0144+369	CSS J014736.3+371229	SR	140	-7.37	17.0	-7.0	
0155+384	CSS J015806.1+383818	Mira	300	-7.67	7.9	-3.0	
0158+095	CSS J020056.1+094535	Mira	400	-8.12	11.0	-8.3	
0210+464		Irr		-6.50	8.3	-1.8	
0324+389	CSS J032707.7+234847	SR	170	-7.40	7.5	-1.8	
0328+390	CSS J033133.6+391450	SR	276	-7.70	21.9	-5.2	
0337+386	CSS J034017.8+384538	SR	325	-7.85	8.3	-4.3	
0359+085	CSS J040143.3+084210	SR	398	-7.90	15.8	8.2	2
0502+088	CSS J050500.3+085607	Mira	340	-7.80	5.7	1.8	

Table 1 (The end)

1	2	3	4	5	6	7	8
0518+687	CSS J052400.2+685000	SR	380	-7.90	7.5	2.3	
0520+029	CSS J052302.3+030144	SR	270	-7.70	7.9	-2.4	
0645+375	CSS J064823.4+372856	SR	389	-7.90	9.5	2.5	
0656+351	CSS J070001.7+350555	SR	350	-7.90	7.5	2.2	2
0658+400	CSS J070148.9+395951	SR	375	-7.80	12.0	3.8	
0702+402	CSS J070607.8+401200	SR	320	-7.80	9.0	3.0	
0707+270	MLS J071047.9+265902	SR	383	-7.80	4.3	1.1	
0707+310	MLS J071048.3+305545	SR	184	-7.50	3.9	1.1	
0729+269	CSS J073232.8+264715	Mira	165	-6.75	10.0	3.4	2
0731+274	CSS J073423.9+271911	SR	325	-7.80	11.5	4.1	2
0800+368	CSS J080352.8+364443	SR	70	-6.80	13.2	6.5	
0826+185	CSS J082915.2+182307	SR	325	-7.80	9.0	4.4	
0826+109	CSS J082929.0+104624	SR	295	-6.90	10.0	4.4	
0846-071	CSS J084911.0-072144	SR	350	-7.00	15.8	5.9	3
0910+197	CSS J091331.9+193422	SR	254	-6.90	6.9	4.4	2
1008-66	CSS J101037.0-065113	SR	333	-7.80	18.2	11.3	3
1056+399	CSS J105923.9+394405	SR	198	-7.50	24.0	21.4	
1331+421	CSS J133319.4+415451	SR	142	-6.67	9.0	8.6	
1339-070	CSS J134226.8-071523	SR	290	-7.80	17.0	13.6	3
1416+640	CSS J141807.7+634906	SR	131	-7.30	22.9	17.7	
1502+359	CSS J150455.3+354757	SR	312	-7.80	30.2	26.2	
1515+666	CSS J151545.4+662604	SR	305	-7.70	7.9	5.5	
1516+151	CSS J151840.3+145903	SR	333	-7.80	11.0	8.8	
1524+046	CSS J152723.6+042827	SR	310	-7.80	15.1	11.0	2
1618-087	CSS J162136.3-085319	SR	365	-7.90	13.8	6.4	3
1705+402	CSS J170650.8+401234	Irr		-6.50	15.8	9.3	
1713+527	CSS J171447.6+524006	SR	205	-7.59	24.0	14.0	
1756+226		SR	143	-7.30	11.5	4.1	
1812+455	CSS J181329.4+453119	Mira	400	-8.12	9.0	3.8	
1918+869	NSVS 1900462+870340	SR	90	-7.00	7.2	3.2	
1934+545		SR	300	-7.80	15.8	4.3	
2107+109	CSS J210958.9+111101	SR	200	-7.50	20.0	8.1	
2157+400		SR	250	-7.70	11.5	-1.7	
2213+421		Mira	170?	?	?	?	4
2219+333	CSS J222113.8+333558	SR	202	-7.58	9.0	3.0	
2348+485		SR	172	-7.49	7.5	-1.6	
J020008.95+413737.4	CSS J020008.9+413747	SR	383	-7.90	20.0	-6.6	5
J032912.92+445330.0		SR	340	-7.89	8.7	-1.4	5
J064958.74+741610.1	NSVS 0649582+741611	Mira	356	-7.90	5.9	2.5	5
J172825.82+700829.6		SR	250	-7.70	21.9	11.7	5
J230835.19+403533.9	CSS J230835.1+403534	Mira	361	-7.90	12.9	-4.0	5

Notes to individual objects (1), For FBS 0137+440, the same parameters estimation are presented in paper [35], (2) - for this objects the same MLS associations is available also as CSS, (3)- for this objects same SSS associations is available also, as CSS, (4) - for FBS 2213+421 (V0381 Lac) the AAVSO database gives $P = 170$ day, (5) - see distance estimations in paper [21] also.

of object (Mira, SR, or Irr), column 4: pulsation period, column 5: absolute K-band magnitude estimation M_K , column 6: the distance D from the Sun, column 7: the height Z from the Galactic plane, and column 8: notes to individual object. The accuracy of the determination D and Z is estimated about 20 percent.

In Fig.1 and 2 the NSVS light curve and CSS light curve for FBS

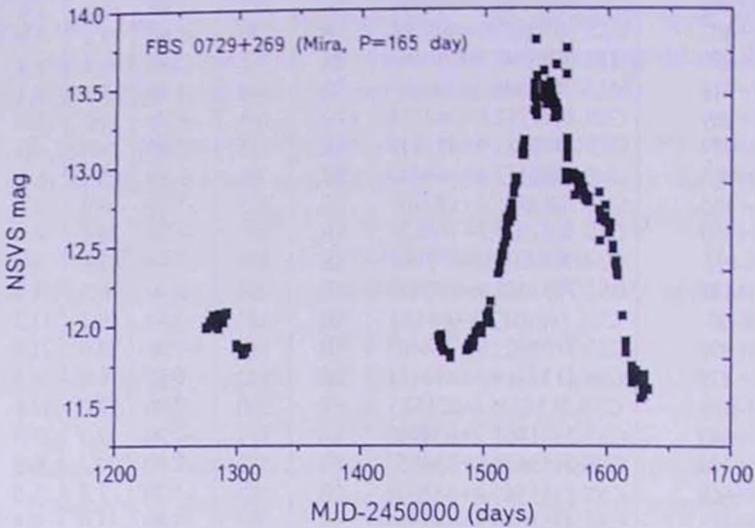


Fig.1. Phase dependence NSVS light curve for FBS 0729+269. X -axis presents the period in Julian Data and Y - axis presents the NSVS magnitude.

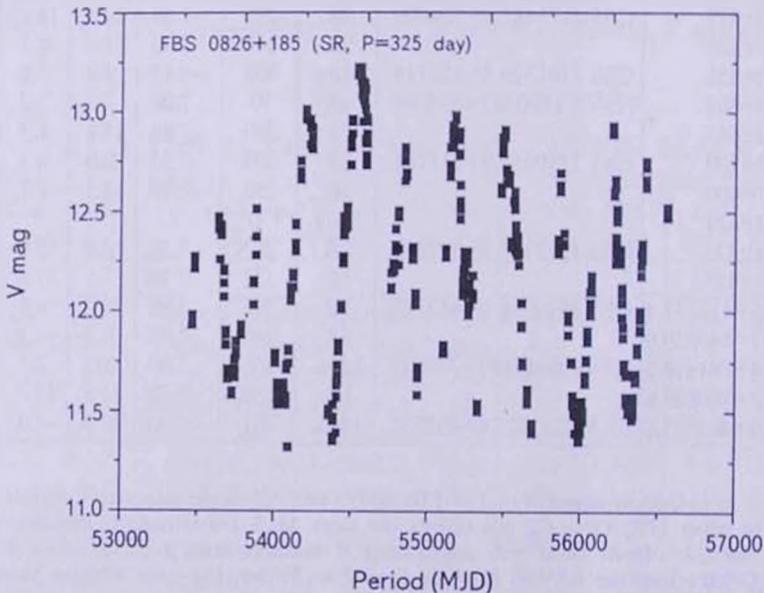


Fig.2. Phase dependence CSS light curve for FBS 0826+185. X -axis presents the period in Julian Data and Y -axis presents CSS V band magnitude.

0729+269 and FBS 0826+185 respectively are presented, classified as a Mira and SR-type variables. Fig.3 presents the 2MASS [31] two-colour diagram for the 54 N-type stars discussed in this paper and 66 stars, showing early-type C stars characteristics [19]. A very red colour indices for FBS 2213+421 ($H - K = 2.408$ and $J - H = 3.011$) indicate that it is a cool/or more heavily extinguished object (upper-right plot on Fig.3).

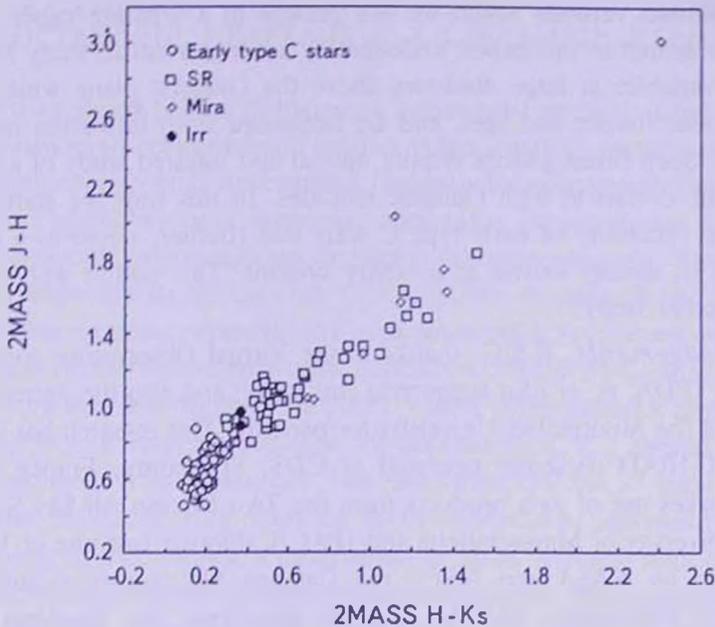


Fig.3. 2MASS near-infrared JHK_s colour-colour plots for 54 N-type FBS C stars (Table 1) and 66 early-type C stars (open circles). SR variables are noted as open squares. Miras - as diamonds, and Irr-variables as dots.

6. Discussion And Conclusion. Variability study is one aspect of our programs aimed to investigate C stars detected on the FBS spectral plates. In this paper, we have examined optical variability for 54 N-type C stars using the two most prominent wide-area sky surveys, the Catalina Sky Survey and the Northern Sky Variability Survey, to clarify their variability nature. 9 objects are Mira-type variables, 43 are SR, and 2 Irr-type variables. The lowest ($Z = 0.9$ kpc) and highest values ($Z = 26.2$ kpc) from the Galactic plane are found for objects FBS 0042+484, FBS 0043+474, and FBS 1502+359 consequently. The maximum period estimated for SR variables among the targets, is $P = 398$ days (FBS 0359+085). The K band maximum absolute magnitude ($M_K = -8.12$) was estimated for two objects, FBS 0158+095 and FBS 1812+455, both having a period of 400 days. This value is in good agreement with the possible

[33], which corresponds to a bolometric luminosity of about $5000+6000 L_{\odot}$, the expected luminosity for AGB stars. The lowest luminosity Mira found is FBS 0729+269 ($M_v = -6.75$) which is at 3.4 kpc distance from the Galactic plane. The faintest limit found in CSS V band is near 16 mag (FBS 0645+375 and FBS 1812+455). We do not found any Very Long-Period (VLP, $P > 500$ days) Mira-type variables among the targets analysed in this paper. Recent new NIR observations for FBS 2213+421 ($\Delta K > 1.6$ mag) show, that this object is a Large-Amplitude Variable which we will present in a separate paper.

Results presented in this paper, undoubtedly are important to study Miras, SR, and Irr variables at large distances above the Galactic plane which are objects of various masses and ages, and are important from formation history point of view. Such investigations require optical and infrared study of a large sample of faint C stars at high Galactic latitudes. In this way, we started to investigate the variability of early type C stars also (outlier, noted as a open circles in Fig.3), usually known as a binary systems. This outlier will be the subject of another study.

Acknowledgements. K.S.G. thanks to the Virtual Observatory communities (IVOA, IPDA, et. al.) for supporting this study, and also the Astronomy Department of the Montpellier University for partially. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. This publication makes use of data products from the Two Micron All Sky Survey - 2MASS (University of Massachusetts and IPAC/California Institute of Technology, funded by NASA and NSF), the Catalina Sky Survey (California Institute of of Technology, NASA), and the data from the Northern Sky Variability Survey created jointly by the Los Alamos National Laboratory and University of Michigan. This study was possible thanks to open databases and tools developed in the frame of the International Astronomical Virtual Observatory.

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

² Universite de Versailles Saint-Quentin, CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, France, e-mail: Alain.Sarkissian@latmos.ipsl.fr

³ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS-AMU, France, e-mail: delphine.russeil@lam.fr

⁴ Laboratoire Univers et Particules de Montpellier, UMR 5299 CNRS & Universite Montpellier II, France, e-mail: Nicolas.Mauron@univ-montp2.fr

⁵ LA Testing, 520 Mission Street South Pasadena, CA 91030, USA, e-mail: rafikvartanian@yahoo.com

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. ОПТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ. I. ЗВЕЗДЫ АВГ КЛАССА N. АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ В ПОЛОСЕ K, И РАССТОЯНИЯ

К.С.ГИГОЯН¹, А.САРКИССИАН², Д.РУСЕЙ¹, Н.МАУРОН¹,
Г.КОСТАНДЯН¹, Р.ВАРТАНЯН², А.В.АБРАМЯН¹, Г.М.ПАРОНЯН¹

В настоящей работе приводятся результаты исследований оптических переменностей сравнительно слабых углеродных C-звезд, выявленных на низкодисперсионных пластинках Первого Бюраканского Обзора неба на высоких галактических широтах, используя современные базы данных переменности, охватывающих большую поверхность неба. Кривые блеска, заимствованные из баз данных CSS и NSVS обзоров, были изучены для выяснения природы переменности этих объектов. В настоящей работе (первой в данной серии) приведены типы переменности для 54 C-звезд класса N на асимптотической ветви гигантов (АВГ). 9 звезд принадлежат к группе Миридов (Mira), 43 - к полуправильным SR-переменным, а 2 звезды - к группе неправильных Ir-переменных. Тип переменности для 27 звезд приводится впервые. Для всех этих объектов были определены абсолютные звездные величины K, расстояния, и расстояния от галактической плоскости. Целью данного исследования является лучшее понимание природы отобранных C-звезд на базе спектроскопии, данных 2MASS цветов и переменностей. Большинство программ, используемых в этом исследовании, были разработаны в рамках Астрономической Виртуальной Обсерватории.

Ключевые слова: *Звезды АВГ класса N: переменность: светимости в
полосе K: расстояния*

REFERENCES

1. B.Sesar, Z.Ivezic, R.H.Lupton et al., *Astron. J.*, **134**, 2236, 2007.
2. G.A.Tammann, A.Sandadge, B.Reindl, *Astron. Astrophys.*, **404**, 423, 2003.
3. G.A.Tammann, A.Sandadge, B.Reindl, *Astrophys. J.*, **679**, 52, 2008.
4. P.A.Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **386**, 313, 2008.
5. Z.K.Alsne, A.K.Alsnis, U.K.Dzervitis, "Properties Of Galactic Carbon Stars", Orbit Book Company, Malabar, Florida, 1991.

6. *E.J.Totten, M.J.Irwin*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **294**, 1, 1998.
7. *N.Mauron*, *Astron. Astrophys.*, **482**, 843, 2008.
8. *P.Green*, *Astrophys. J.*, **765**, 12, 2013.
9. *N.Mauron, K.S.Gigoyan, P.Berlioz-Arthaud, A.Klotz*, *Astron. Astrophys.*, **562**, A24, 2014.
10. *E.Lagadec, A.A.Zijlstra, M.Matsuura et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **383**, 399, 2008.
11. *J.Menzies, M.Feast, P.Whitelock et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **385**, 1045, 2008.
12. *E.Lagadec, A.A.Zijlstra, G.C.Sloan et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **396**, 598, 2009.
13. *J.W.Menzies, P.Whitelock, M.W.Feast, N.Matsunaga*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **406**, 86, 2010.
14. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al.*, *Commun. Special. Astrophys. Obs.*, **62**, 5, 1989.
15. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 560, 2001.
16. *K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian, N.Mauron*, *Astrofizika*, **49**, 197, 2006.
17. *K.S.Gigoyan, D.Engels, N.Mauron et al.*, *Astrophysics*, **51**, 209, 2008.
18. *K.S.Gigoyan, P.K.Sinamyam, D.Engels, A.M.Mickaelian*, *Astrophysics*, **53**, 123, 2010.
19. *K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **419**, 3346, 2012. (CDS Vizier catalogue at <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=III/266>).
20. *A.M.Mickaelian, R.Nesci, C.Rossi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **464**, 1177, 2007.
21. *K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian, A.Sarkissian, M.G.Avtandilyan*, *Astron. Astrophys.*, **544**, A95, 2012.
22. *K.S.Gigoyan, C.Rossi, A.Sarkissian et al.*, (in preparation) (*Astron. Astrophys.*).
23. *C.Akerlof, S.Amrose, R.Balsano et al.*, *Astron. J.*, **119**, 1901, 2000.
24. *P.R.Wozniak, W.T.Westrand, C.W.Akerlof et al.*, *Astron. J.*, **127**, 2436, 2004.
25. *P.R.Wozniak, S.J.Williams, W.T.Westrand et al.*, *Astron. J.*, **128**, 2965, 2004. (available at <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=J/AJ/128/2965/>).
26. *D.I.Hoffman, T.E.Harrison, B.J.McNamara*, *Astron. J.*, **138**, 466, 2009.
27. *A.J.Drake, S.D.Djorgovski, A.Mahabal et al.*, *Astrophys. J.*, **696**, 870, 2009.
28. *B.Sesar, J.S.Stuart, Z.Ivezic et al.*, *Astron. J.*, **142**, 190, 2011.
29. *S.Ferraz-Mello*, *Astron. J.*, **86**, 619, 1981.
30. *A.Alksnis, A.Balklavs, U.Dzervitis et al.*, "General Catalog Of Galactic Carbon Stars by C.Stephenson. Third Edition", *Baltic Astronomy*, **10**, 1, 2001.
31. *R.M.Cutri, M.F.Skrutskie, S. Van Dyk et al.*, The 2MASS ALL-Sky Catalogue of Point Sources, Univ. of Massachusetts And Infrared Processing And Analysis Center, CDS Catalogue II/246, 2003.
32. *M.A.T.Groenewegen, P.A.Whitelock*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **281** 1347, 1996.
33. *G.R.Knapp, D.Pourbaix, I.Platais, A.Jorissen*, *Astron. Astrophys.*, **403**, 993, 2003.
34. *G.Wallerstein, G.R.Knapp*, *An. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 369, 1998.
35. *K.S.Gigoyan, G.Kostandyan, A.Sarkissian, D.Russeil*, *Astrophysics*, **56**, 267, 2013.

NEW RADIAL SYSTEMS OF DARK GLOBULES
AND HH OBJECTSA.L.GYULBUDAGHIAN¹, R.A.MENDEZ²

Received 23 April 2014

Accepted 19 September 2014

During survey of ESO/SRC plates of Southern Hemisphere we have found several dozens of new HH objects, star-forming regions, cometary nebulae [1]. There are also radial systems of dark globules in the vicinity of these new objects. Several regions, containing some of these objects, were observed on 1.54 m telescope with several narrow band filters. In this paper we present the results of observations of two new radial systems of dark globules and several HH objects and also the results of $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations of dark cloud, the part of which is rotating with angular velocity $\Omega = 4.3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$.

Key words: star forming region: molecular clouds: HH objects

1. *Introduction. Radial systems of dark globules.* Dark GMCs often contain star-forming regions of massive stars. In these regions bright massive stars are originated. After their origin these stars ionize and evaporate molecular gas in their vicinity. Molecular clouds contain dense cores. When ionization front reaches these cores, they are evaporated if are situated close to the bright stars and are streamlined by ionized gas if the cores are situated farther from the stars. The gas gives to these cores the form of globules of radial systems: the globules are oriented so that their axis of symmetry is directed towards the central bright stars. The masses of GMCs are in the range $(10^4 - 10^5)M_{\odot}$, the masses of globules are in the range $(0.1-10)M_{\odot}$ [2].

There are two types of radial systems. Type 1. In the center of the system bright O-B2 type stars are situated, the system is embedded in HII region, the globules have such orientation that their axis of symmetry are directed towards the central stars. Type 2. In the center of system already exist stars later than B2, there is no HII region, but an HI cloud can be present, the radial orientation of globules still persists [3].

Several radial systems were considered in the literature: in Gum Nebula, around the star $\lambda \text{ Ori}$, in "Rosette Nebula" (see e.g. [4-6]). A search of PSS maps for looking for new radial systems was done [7]. 17 such systems of type 1 and also 6 systems of type 2 were found. Investigation of radial systems has an important significance for making clear the evolutionary track of molecular clouds and OB stars. Type 2 radial systems can be connected with HI cloud

or can contain no noticeable amount of HI [3]. It is supposed that in the type 2 systems HII region because of weakening of central stars is transformed into HI cloud, or is dissipated under the influence of strong stellar wind and/or strong radiation from central stars. Dissipation of HI cloud, or even of initial HII region, can be due to the supernova explosion, which could take place near the location of radial system.

All type 1 radial systems are connected with OB stellar associations, but only half of type 2 radial systems are connected with OB stellar associations [8]. It is supposed that after a definite time under the influence of differential rotation of Galaxy the type 2 radial systems will be destroyed and will be transformed into separate isolated type I Bok globules. Such globules are rather numerous and occur in stellar associations as well as outside them, in the interstellar medium.

HH objects. HH objects were discovered independently by Herbig [9] and Haro [10]. They are stellar condensations, their spectra consist of strong emission lines and weak continuum. Herbig in [11] gives the following definition: HH objects have characteristic emission spectrum: emission lines of hydrogen are strong, [OI] and [SII] unusually intensive. Lines of [NII] are also strong, and the objects, which have not considerable reddening (because of absorption), have in spectra also the doublets of [OII] 3726-3729. HH objects have low degree of ionization (~50%). Van den Bergh in [12] suggested a method of discovering of new HH objects by observations with narrow band filters on 6717 and 6731 Å. It was established by Schwartz that HH objects' spectra resemble the spectra of supernovae remnants [13], it was also considered that the spectra of HH objects are originated in the shock waves.

In this paper we have investigated two regions, where there are star forming regions, radial systems of dark globules and also HH objects. The both regions were observed in optical region and one also in $^{12}\text{CO}(1-0)$.

The optical observations were done on 5th of June 2002 on Danish 1.54m telescope. That telescope is situated at La Silla, Chile, altitude is 2340m, optics is of a Ritchey-Chretien design. The observations were done with several narrow-band filters. 1. With R filter (ESO 452, $\lambda(\text{nm})=648.87$, $\Delta\lambda(\text{nm})=164.7$). 2. With SII filter (ESO 701, $\lambda(\text{nm})=672.72$, $\Delta\lambda(\text{nm})=6.31$). 3. With OIII filter (ESO 690, $\lambda(\text{nm})=500.99$, $\Delta\lambda(\text{nm})=5.66$).

2. *First region.* This radial system was composed by the star HD 73882 (see Fig.1). It is a double star with spectra O9III and O8V (as was mentioned above, the radial systems are composed by the stars O - B2). In Table 1 are summarized the data on stars mentioned in this paper (the data are taken from Vizier). In column 1 is the number of stars, in column 2 the name of the star, in columns 3 and 4 the coordinates, in columns 5-9 the colors of stars.

Table 1

DATA ON COLOURS OF SEVERAL STARS

N	Name	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	V	B - V	J	J - H	H - K
1	HD 73882	8 ^h 39 ^m 09 ^s .5	-40 ^o 25'09".3	7.264	0 ^m .354	6.106	0.087	0.103
2	HD 150135	16 41 19.4	-48 45 47.61	6.755	0.13	6.318	0.016	0.065
3	Nomad1 0493-0146255	8 35 22.4	-40 38 52.90	17.150	0.79	12.635	1.180	0.561
4	Nomad1 0493-0146257	8 35 22.56	-40 38 50.19	16.61	1.34	12.683	1.603	1.154
5	Nomad1 0411-0583316	16 40 11.89	-48 48 59.17	--	--	13.805	1.733	1.402

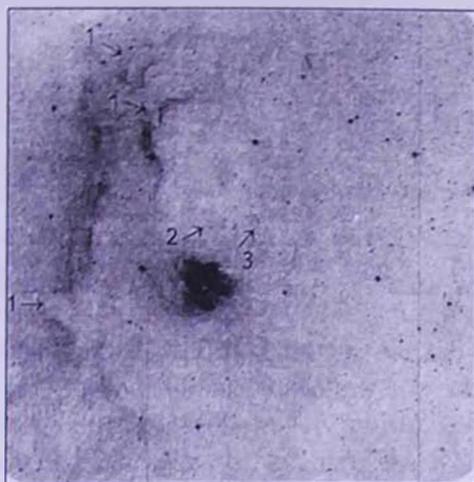


Fig.1. Image of first radial system, obtained on 1.54m telescope with H α filter. 1 - dark globules, 2 - HH objects, 3 - double star. *N* is to the top, *E* is to the left. The sizes of image are 14' x 14'.

Low values of *J - H* and *H - K* show that this double star has no dust envelope. The absence of such envelope is common for O stars. For O9III type star from [14] we have $M_V = -5.1$ and $(B - V)_0 = -0.3$. Hence we have $A_V = 3.3E_{B,V} = 2.158$ and $V - M_V - A_V = 10.2$ and hence the distance is 1.1 kpc. The star HD 73882 has composed an HII region RCW 27. Many of dark globules, composing radial system, have bright rims. In molecular cloud, which is part of radial system, there is a bright star CD -40 4427 (B1V), which is illuminating the nebula NGC 2626. That star has a semiring nebula (see Fig.2). Near to this star in the same molecular cloud a star forming region is situated. It is an IR nebula with IR star cluster (see Fig.2).

¹³CO(1-0) observations of the region in direction of double star (see below) were carried out with the 15-m SEST (Swedish-ESO Submillimetre Telescope)

telescope at Cerro La Silla, Chile. The telescope beam size at 115 GHz was $45''$ and the beam efficiency was 0.70. The positions toward the source were observed with a spacing of $40''$ in frequency-switched mode, with a frequency throw of 10 MHz. The telescope was equipped with a SIS detector and a high-

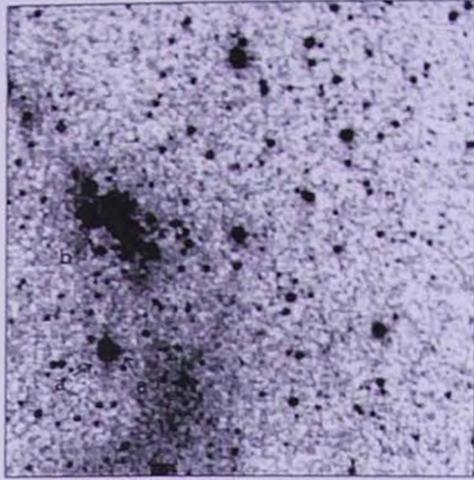


Fig.2. 2MASS K image of the star with semi ring nebula and IR nebula with IR star cluster. a - semi ring nebula, b - IR nebula. N is to the top, E is to the left. The sizes of image are $6' \times 6'$.

resolution acousto-optical spectrometer with 1000 channels and a velocity resolution of 0.112 km/s. These observations were done with late Prof. Jorge May. Observations were done at 30 of August, 2003. Fig.3 shows the $^{12}\text{CO}(1-0)$ spectra observed toward double star arranged in a map-like distribution. Analyzing the

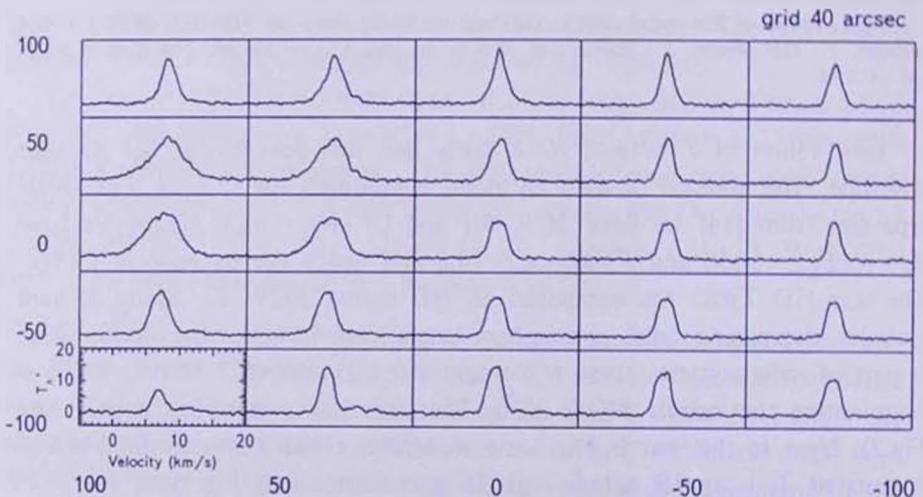


Fig.3. $^{12}\text{CO}(1-0)$ spectra toward double star (stars 3 and 4 in Table 1), arranged in the map-like distribution.

data presented in Fig.3 we can realize that there are three emissions: emission from main cloud and emissions from red shifted and blue shifted outflows, surrounding double star. The main cloud velocity is 7.730 km/s, velocity of red shifted outflow is 9.001 km/s (or +1.271 km/s in respect with the velocity of the cloud), velocity of blue shifted outflow is 5.910 km/s (or -1.820 km/s in respect to the velocity of the cloud).

Below is presented Table 2, in which the velocities (in km/s) of main cloud are given. The cells in Table 2 correspond to the cells in Fig.3.

Table 2

DISTRIBUTION OF VELOCITY OF MAIN CLOUD AROUND DOUBLE STAR

7.73	7.548	7.548	7.73	7.73
7.73	7.184	7.548	7.912	7.912
7.184	7.184	7.366	7.548	7.73
7.002	6.82	7.366	7.366	7.73
6.638	6.82	7.184	7.366	7.73

We can see from Table 2 that the eastern part of the region observed in ¹²CO is rotating, because there is a gradient of velocity in *N-S* direction. On the length of 160" (which at the distance of 1.1 kpc corresponds to $2.31 \cdot 10^{13}$ km) the gradient of velocity is equal to 1.092 km/s. Hence the angular velocity of rotation $\Omega = \Delta V / \Delta r = 1.092 \text{ km/s} / 2.31 \cdot 10^{13} \text{ km} = 4.3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. We can obtain also the period of rotation: $T = 2\pi / \Omega = 1.44 \cdot 10^{14} \text{ s} = 4.64 \cdot 10^6 \text{ year}$. We can see in Fig.2, that the *IR* nebula has a bar-like structure with *NE-SW* orientation. Rotation of eastern part of the region is around the axis of rotation, which has *E-W* orientation. We can conclude, that *IR* nebula can also rotate around that axis of rotation, because eastern edge of the region coincides with that nebula. If so, it is not excluded that the *IR* nebula has a disc-like structure and we see the disc edge on. In [15] the data on several rotating dark globules are given. Their angular velocity of rotation is in the range $\Omega = (0.3-3) \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$, so that the angular velocity obtained in this paper exceeds the velocities of dark globules given in [15].

Table3

DISTRIBUTION OF ANTENNA TEMPERATURE NEAR DOUBLE STAR

0 34 1	2 37 0	0 42 0	0 40 0	0 34 0
7 29 6	10 29 6	2 32 5	0 33 0	0 30 0
7 26 7	9 29 7	3 33 3	2 25 3	0 28 0
4 26 1	3 29 3	3 27 3	3 26 3	2 26 3
1 15 1	0 34 2	2 34 3	3 28 4	2 26 3

In Table 3 antenna temperatures of red shifted, blue shifted outflows, as well as of main cloud are given (the values of antenna temperature are taken from Fig.3). In each cell in the center is antenna temperature of main cloud, to the left - of blue shifted outflow and to the right - of red shifted outflow (in the units of $0.392T_A^\circ$).

We conclude from Table 3, that red shifted and blue shifted outflows are maximal in eastern direction from the object (double star). Such an eastern outflow, but in optics, is well seen in Fig.4.

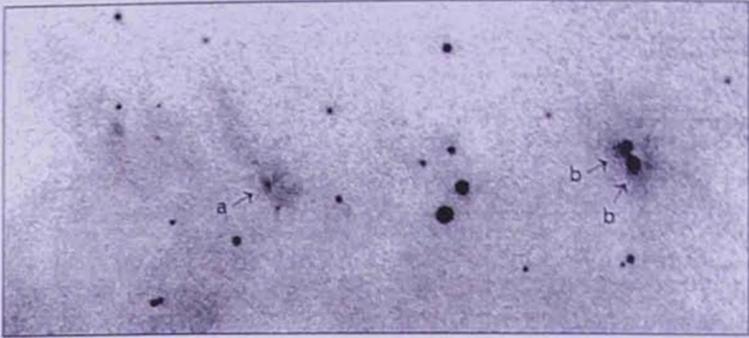


Fig.4. Image of HH objects with filaments and of double star (stars 3 and 4 in Table 1), obtained on 1.54m telescope with R filter. a - HH objects, b - double star. N is to the top, E is to the left. The sizes of image are $3' \times 1'.3$.

There is an HH object in this region (Fig.4). This object consists of two condensations with spiral filaments. The coordinates of HH objects are: $\alpha_{2000} = 8^h 35^m 29^s.87$, $\delta_{2000} = -40^h 38' 53''.8$. This object is situated in the dark cloud (near bright rim) near the region, where an IR nebula RCW 108- IR with IR star cluster is embedded in dark cloud. It is possible that this HH object was ejected from one of IR stars from the embedded cluster. With that HH object an IR star NOMAD1 0493-0146322 is associated. One criteria for classification of spectra of HH objects is $SII(6717+6731)/H\alpha$ lines ratio. We have images with narrow filters, so we can make only qualitative conclusions. On image with SII filter HH is faint and on image with $H\alpha$ filter HH is bright, so we can conclude that $SII(6717+6731)/H < 1.5$ and hence due to [16], spectrum of HH is of high or intermediate excitation. Not far from that HH object double stars with spiral jets are situated (see Fig.4). One of these stars is a variable star V384 Vela (star 3 in Table 1), the second, NOMAD1 0493-0146257 (star 4 in Table 1), has $H\alpha$ emission. For both stars we can use reddening free quantity $Q = (J - H) - 1.70(H - K)$. Values of $Q < -0.10$ are indicative of an IR excess consistent with a dust disc [17]. For the first star $Q = 0.226 > -0.10$, that is that star does not have a dust disc. For the second star $Q = -0.359 < -0.10$, it means that star has a dust disc. On image with SII

filter spiral arms are faint and on image with H α filter they are bright, so we can conclude that the spectra of spiral arms are also of high or intermediate excitation.

3. *Second region.* This radial system (see Fig.5) is in the region, where an OB-association Ara OBI is situated. In [17] this association is divided in two parts, Ara OB1a and Ara OB1b. Ara OB1a is associated with open clusters NGC 6193 and NGC 6167, while Ara OB1b was found to be about twice as distant. NGC 6193 is an open cluster, dominated by a pair of O stars, HD 150135 and HD 150136. These are the brightest optically revealed O stars in the association and are thought to be responsible for ionizing the bright rim of emission to the W (NGC 6188). Ara OB1a is a compact association covering ~ 1 sq. degree (~ 25 pc in a side) around a central cluster NGC 6193. The distance to NGC 6193 is estimated as 1.3 ± 0.2 pc. The mean extinction is low towards NGC 6193.

This radial system was composed by the double star HD 150135/136. The spectrum of that star is O7V. The data on that star are in the Table 1. From that table we can see, that the values of $J-H$ and $H-K$ are very low, which indicates that there is no dust envelope around that star. For O7V type star in [14] we have $M_V = -5.3$, $(B-V)_0 = -0.35$, hence $E_{B-V} = 0.48$ and $A_V = 1.584$. We have $V - M_V - A_V = 10.47$ and for the distance we have 1.23 kpc.

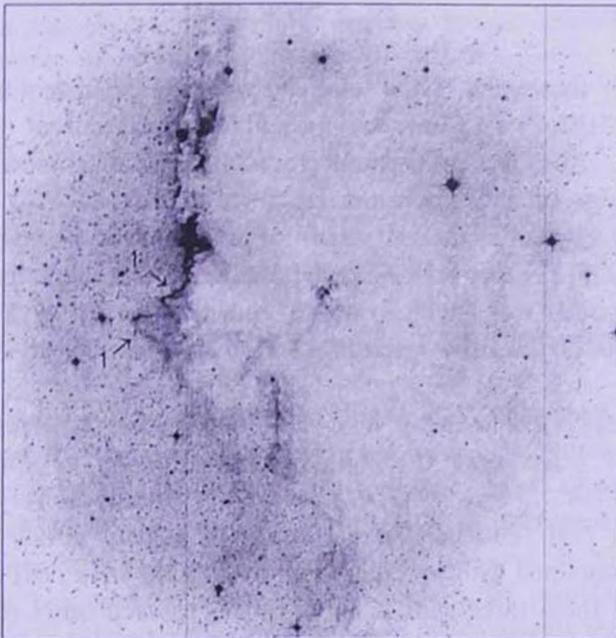


Fig.5. Image of second radial system, obtained on 1.54m telescope with SII filter. 1 - dark globules. N is to the top, E is to the left. The sizes of image are $14' \times 14'$.

There are two HH objects in this region. 1. This object looks like a spiral galaxy (a condensation with two spiral arms, see Fig.6a). The coordinates of that object are: $\alpha_{2000} = 16^{\text{h}}40^{\text{m}}11^{\text{s}}.89$, $\delta_{2000} = -48^{\circ}48'59''.2$. The object is situated in the dark cloud near the bright rim, originated by the star HD 150135/136. On 2MASS K image on the place of the HH object a star NOMAD1 0411-0583316 (star 5 in Table 1) is situated. IR colors indicate that the star has a dust envelope or disc, because for that star $Q = 1.733 - 1.7 \cdot 1.402 = -0.65 < -0.10$. This object coincides with an X-ray source SRC 414 [18]. For that HH object our image

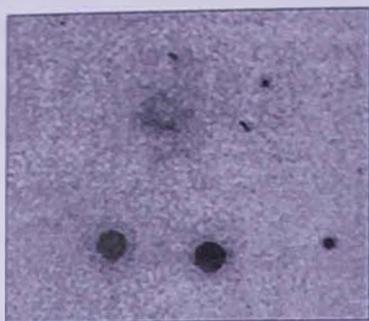


Fig.6a. Image of HH object, looking like spiral galaxy, obtained on 1.54m telescope with R filter. N is to the top, E is to the left. The sizes of image are $35'' \times 35''$.

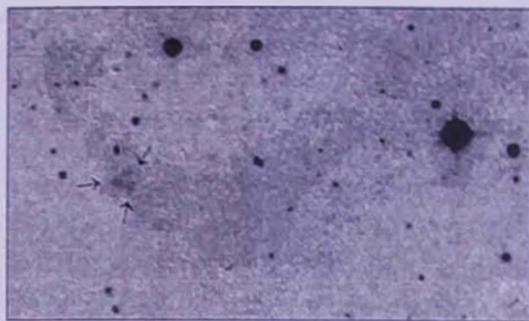


Fig.6b. Image of trapezium-like HH object, obtained on 1.54m telescope with $H\alpha$ filter. N is to the top, E is to the left. The sizes of image are $1' \times 2'$.

with SII filter shows that HH is faint and with $H\alpha$ filter very faint and hence $SII(6717+6731)/H\alpha > 1.5$ and due to [16] the spectrum of HH is of low excitation. 2. This object consists of a group of three condensations (see Fig.6b). The coordinates of that group are: $\alpha_{2000} = 16^{\text{h}}40^{\text{m}}36^{\text{s}}.56$, $\delta_{2000} = -48^{\circ}52'29''.8$. The object is situated in the HII region of radial system, originated by the star HD 150135/136. For that HH object our SII filter image shows that HH is bright and with $H\alpha$ filter very bright, so we can conclude that $SII(6717+6731)/H\alpha < 1$, and hence due to [16] the spectrum of HH object is of high or intermediate excitation.

In this region exists also a very interesting object, trapezium-like system, consisting of three stars (the coordinates of center of this system are: $\alpha_{2000} = 16^{\text{h}}39^{\text{m}}39^{\text{s}}.7$, $\delta_{2000} = -48^{\circ}46'42''.5$). Such systems are very unstable, and hence young [19]. The stars of the system have very similar brightness. In our images, obtained with different filters (B , R , $H\alpha$, $H\beta$, SII and OIII), the brightness of these three stars is almost equal to each other (in R the mean value is 16.27 ± 0.20), so we can conclude that these stars have similar spectral types. The distance between the stars is about $4''$, or if the distance to this object is 1.3 kpc, for the distance between the stars we will have 4200 A.U.

In [20] were discussed the trapezium-type systems and was suggested a special class of tight systems, which have dimensions in the range 2000 - 20000 A.U. This system has dimensions, which are within above mentioned range, and hence the system is a trapezium-type tight system.

3. *Conclusions.* In this paper two new radial systems of dark globules as well as several new HH objects were found in Southern Hemisphere due to optical observations with narrow band filters. These objects are connected with star forming regions. Both radial systems are illuminated by O type stars. HH objects have interesting configurations: one of them resembles spiral galaxy, the other consists of three condensations, which have trapezium-type configuration, the third has configuration of spiral tails. With one HH object an X-ray source is connected. $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations revealed existence of red shifted and blue shifted outflows around double stars with nebular tails. We also discovered rotation of a part of dark cloud with angular velocity $\Omega = 4.3 \cdot 10^{-14} \text{ s}^{-1}$. This rotation is supposed to be a part of rotation of IR nebula. In the dark nebula, connected with the second radial system, a tight trapezium-type system, consisting of three stars with almost equal brightness in different spectral regions, was discovered.

The authors are thankful to the referee for attentive acquaintance with the paper.

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

² Departamento de Astronomia, Universidad de Chile, Chile,
e-mail: rmendez@u.uchile.cl

НОВЫЕ РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ И ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН¹, Р.А.МЕНДЕС²

Во время поиска на картах Южного неба мы нашли несколько десятков новых объектов Х-А, областей звездообразования, кометарных туманностей [1]. Около этих объектов имеются также радиальные системы темных глобул. Ряд областей с этими объектами были пронаблюдены на 1.54-м телескопе с несколькими узкополосными фильтрами. В этой статье мы представляем результаты наблюдений двух новых радиальных систем темных глобул, а также результаты $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдений темного облака, часть которого вращается с угловой скоростью $\Omega = 4.3 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$.

Ключевые слова: *область звездообразования; молекулярные облака; объекты Хербига-Аро*

REFERENCES

1. *A.L.Gyulbudaghian, J.May, L.Gonzalez, R.Mendez*, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **40**, 137, 2004.
2. *P.S.Marochnik, A.A.Suchkov*, "The Galaxy", Moscow, Nauka, 1984.
3. *A.L.Gyulbudaghian*, *Astrofizika*, **36**, 527, 1993.
4. *G.H.Herbig*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **86**, 604, 1974.
5. *T.G.Hawarden, P.W.Brand*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **175**, 19P, 1976.
6. *BoReipurth*, *Astron. Astrophys.*, **117**, 183, 1983.
7. *A.L.Gyulbudaghian, V.A.Akopian*, *Astrofizika*, **33**, 528, 1990.
8. *A.L.Gyulbudaghian, G.B.Oganyan, L.G.Akhverdyan*, *Astrofizika*, **37**, 577, 1994.
9. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, **113**, 697, 1951.
10. *G.Haro*, *Astrophys. J.*, **115**, 572, 1952.
11. *G.H.Herbig*, in "Non-Periodic Phenomena in Variable stars", Budapest, 1968, p.75.
12. *S. van den Bergh*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **78**, 405, 1975.
13. *R.D.Schwartz*, *Astrophys. J.*, **243**, 197, 1981.
14. *C.W.Allen*, *Astrophysical Quantities*, Athlone, London, 1973.
15. *A.C.Raga, K.-H.Bohm, J.Canto*, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, **32**, 161, 1996.
16. *R.D.Kane, D.P.Clemens*, *Astron. J.*, **113**, 1799, 1997.
17. *F.Comeron, N.Schneider, D.Russeil*, *Astron. Astrophys.*, **433**, 955, 2005.
18. *S.J.Wolk, B.D.Spitzbart, T.L.Bourke et al.*, *Astron. J.*, **135**, 693, 2008.
19. *V.A.Ambartsumian*, *Soobshch. Byurakanskoj obs.*, **15**, 3, 1954.
20. *A.L.Gyulbudaghian*, *Astrofizika*, **19**, 747, 1983.

ПОГЛОЩЕНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В КОРЕ
НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ
ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, А.С.АРУТЮНЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 12 сентября 2014

Кинетическое уравнение для плазмы коры нейтронной звезды решено в приближении времени релаксации. Получены значения кинетических коэффициентов плазмы коры в интервале значений плотности 10^7 - 10^{14} г/см³. Рассмотрено распространение магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды с учетом различных механизмов диссипации энергии волн. Показано, что кора нейтронной звезды прозрачна для магнитозвуковых волн с частотами $\omega \leq 10^{11}$ Гц и поглощение волн тем меньше, чем больше центральная плотность звезды. Предложен механизм радиоизлучения пульсаров, где источник находится на поверхности звезды и имеет размеры, равные размерам сечения пучка магнитозвуковых волн. Объяснены некоторые особенности радиоизлучения - спектральный индекс и замирание пульсаров.

Ключевые слова: *нейтронные звезды; пульсары; радиоизлучение*

1. *Введение.* Известно, что подавляющее большинство из более чем 2000 пульсаров наблюдались в радиочастотном спектре излучения. До сих пор механизм радиоизлучения пульсаров рассматривался в общем контексте их механизма замедления и формирования источника излучения [1-3]. Казалось бы такой подход оправдан, поскольку импульсное излучение наблюдалось не только в радиодиапазоне, но и в более высокочастотной части спектра излучения. Теории излучения пульсаров, основанные на рассмотрении явлений, происходящих в магнитосфере пульсара, не могут объяснить большое количество наблюдательных данных в радиодиапазоне, такие как продолжительность импульсов, замирание пульсара и т.д. Это связано с тем, что основные положения, лежащие в основе существующих теорий излучения пульсаров - наличие сильного электрического поля вблизи поверхности пульсара, наличие внутренней (у поверхности пульсара) и внешней (вблизи светового цилиндра) щелей, местонахождение излучающей области и т.д., остаются вполне необоснованными [4,5].

Все трудности магнитосферного механизма радиоизлучения пульсаров можно обойти, если принять, что источник радиоизлучения пульсаров находится на поверхности звезды [6-8]. В частности, в работе [8] было показано, что при замедлении нейтронной звезды (НЗ) возможно формирование "магнитных шапок" на границе ядра и коры звезды. Из-за энерго-

выделения в этих областях в коре звезды могут возбуждаться магнитозвуковые волны, которые переносят выделенную в "магнитных шапках" энергию до поверхности звезды. Генерированные этой волной электрические токи на поверхности будут преобразовывать пришедшую изнутри энергию магнитного поля в энергию электромагнитного излучения. Для реализации вышеуказанного сценария формирования источника радионизлучения пульсара необходимо вычислить частоты волн, которые могут распространяться в коре нейтронной звезды без значительного поглощения. Как было показано в работе [9], амплитуда магнитозвуковых волн зависит не только от амплитуды возмущения магнитного поля в "магнитной шапке", но и от кинетических коэффициентов вещества коры, которые ответственны за поглощение энергии волн. В работе [10] были вычислены коэффициенты электропроводности, теплопроводности и вязкости плазмы коры нейтронной звезды для плотностей $\rho = 10^8 \text{ г/см}^3 - 10^{14} \text{ г/см}^3$. При плотностях $\rho \leq 10^8 \text{ г/см}^3$ вычисления затруднены тем, что необходимо учесть влияние магнитного поля, из-за которого вещество становится анизотропным, а кинетические коэффициенты - тензорами.

Цель данной статьи - учесть влияние магнитного поля на кинетические коэффициенты плазмы коры нейтронной звезды и изучить поглощение магнитозвуковых волн, распространяющихся в ней. Наши вычисления помогут выяснить, смогут ли магнитозвуковые волны переносить энергию магнитного поля, выделенную в "магнитных шапках" пульсара, до поверхности звезды.

2. *Кинетическое уравнение для плазмы коры нейтронной звезды.* Плазма коры нейтронной звезды состоит из вырожденных электронов и полностью или частично ионизированных (в зависимости от плотности) атомов. Главную роль в процессах переноса в коре нейтронной звезды играют электроны, так как их средняя длина свободного пробега намного больше, чем у ионов. Для нахождения электронного вклада в кинетические коэффициенты плазмы необходимо, в общем случае, учесть как электрон-ионные, так и электрон-электронные столкновения. Однако частоты этих столкновений относятся как

$$\frac{\nu_{ei}}{\nu_{ee}} = \frac{Z^2 e^4 n_i}{e^4 n_e} = Z \gg 1,$$

где учтено условие электронейтральности плазмы $Zn_i = n_e$. Следовательно, в большей части коры нейтронной звезды электрон-электронные столкновения можно не учитывать. Состояние электронной системы в неквадантирующем магнитном поле будем описывать квазиклассической функцией распределения $f_k(\vec{r}, t)$, которая определяется из уравнения Больцмана для электронов, находящихся во внешнем электромагнитном поле:

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + \vec{v}_k \frac{\partial f_k}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{\hbar} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_k \vec{H}] \right) \frac{\partial f_k}{\partial \vec{k}} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{ст}}, \quad (1)$$

где \vec{k} - волновой вектор электрона, а $\vec{p}_k = \hbar \vec{k}$, $\epsilon_k = \sqrt{m^2 c^4 + p_k^2 c^2}$, $\vec{v}_k = c^2 \vec{p}_k / \epsilon_k$ - соответственно импульс, энергия и скорость электрона. Правая часть уравнения (1), называемая интегралом столкновений, имеет вид

$$\left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{СТ}} = \int (f_{k'} - f_k) W(\vec{k}, \vec{k}') \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3}. \quad (2)$$

В выражении интеграла столкновений (2) $W(\vec{k}, \vec{k}')$ есть вероятность $\vec{k} \rightarrow \vec{k}'$ перехода в единицу времени. В присутствии магнитного поля решение кинетического уравнения (1), при малых градиентах термодинамических величин и малых значениях электрического поля и скоростей вещества, можно искать в виде

$$f_k(\vec{r}, t) = f_k^0(\vec{r}, t) + g_k(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где

$$f_k^0(\vec{r}, t) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon'_k(\vec{r}, t) - \mu(\vec{r}, t)}{k_B T(\vec{r}, t)}\right) + 1}$$

локально квазиравновесная функция распределения, $\epsilon'_k = \epsilon_k - \vec{p}_k \vec{V}(\vec{r}, t)$ - энергия электрона в системе отсчета, связанной с веществом. С учетом (3), кинетическое уравнение (1) в первом приближении по g_k примет вид [11]:

$$\vec{v}_k \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \left(\frac{\epsilon_k - \mu}{T} \nabla T - \frac{\epsilon_k}{c^2} \frac{\nabla p'}{\rho} + e \vec{E}' + \hbar \nabla(\vec{k} \vec{V}) \right) - \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \left(\frac{\epsilon_k - \mu}{3} \frac{x^2 + 2}{x^2 + 1} + \frac{mc^2}{3} \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + 1}} \right) \text{div} \vec{V} + \quad (4)$$

$$+ \frac{e}{c} \vec{v}_k \left[\vec{V} + \frac{\epsilon_k}{\rho e c^2} \vec{j}, \vec{H} \right] \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} + \frac{e}{\hbar c} [\vec{v}_k \vec{H}] \frac{\partial g_k}{\partial \vec{k}} = \int W(\vec{k}, \vec{k}') (g_k + f_k^0 - g_{k'} - f_{k'}^0) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3},$$

где $e \vec{E}' = e \vec{E} + \nabla \mu$, μ - химический потенциал, p' - возмущение давления плазмы, ρ - плотность плазмы, $x = p_F / mc$, p_F - ферми импульс электрона. Если считать рассеяние электронов на ионах упругим, в уравнение (4) можно подставить $f_k^0 = f_{k'}^0$, а также учесть, что $W(\vec{k}, \vec{k}') = W(k, k', \vartheta) = W(k, \vartheta) \delta(\epsilon_k - \epsilon_{k'})$, где ϑ - угол рассеяния электронов. В этом случае кинетическое уравнение упрощается и более удобно записывать его в тензорном виде:

$$\frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon} \left[v_i \left(\frac{\epsilon - \mu}{T} \partial_i T - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial_i p'}{\rho} + e E'_i + \hbar k_j \partial_i V_j + \frac{e}{c} \epsilon_{ijk} V_j H_k \right) - \left(\frac{\epsilon - \mu}{3} \frac{x^2 + 2}{x^2 + 1} + \frac{mc^2}{3} \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + 1}} \right) \text{div} \vec{V} \right] - \frac{e}{\hbar c} \epsilon_{ijk} v_i H_k \frac{\partial g}{\partial k_j} = \int W(\vec{k}, \vec{k}') (g(\vec{k}) - g(\vec{k}')) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3}, \quad (5)$$

где для простоты индекс k опущен у величин \bar{v}_k , ϵ_k , f_k^0 . При получении (5) также учтено, что в электронейтральной плазме коры нейтронной звезды выполняется условие $\bar{V}_i \approx \bar{V}_e \approx \bar{V}$, $|\bar{V}_i - \bar{V}_e| \ll V$.

В уравнении (5) члены, содержащие $\partial_i V_j$ и $\text{div} \bar{V}$, определяют вязкость плазмы, а члены, содержащие ∇T , $\nabla p'$, \bar{E} , \bar{V} , определяют тепло-электрохимические свойства плазмы. Поэтому, при вычислении электро- и теплопроводности плазмы в уравнении (5) можно пропустить члены с $\partial_i V_j$ и $\text{div} \bar{V}$, а при вычислении коэффициентов вязкости плазмы необходимо оставить только члены с $\partial_i V_j$ и $\text{div} \bar{V}$.

3. *Тензоры электропроводности, теплопроводности и вязкости плазмы коры.* Если подставить в кинетическом уравнении (5) $\partial_i V_j = 0$ и $\text{div} \bar{V} = 0$, то решение полученного уравнения в приближении времени релаксации имеет вид [11]:

$$g(\bar{k}) = \frac{e\tau_1}{1 + (\omega_c \tau_1)^2} \frac{\partial f^0}{\partial \epsilon} \bar{v}_k \left(\bar{F} + (\omega_c \tau_1)^2 \frac{\bar{H}(\bar{F}\bar{H})}{H^2} + \omega_c \tau_1 \frac{[\bar{F}\bar{H}]}{H} \right), \quad (6)$$

где

$$\bar{F} = \bar{E} + \frac{1}{c} [\bar{V}\bar{H}] + \frac{\epsilon - \mu}{eT} \left(\nabla T - T \frac{\nabla p'}{\rho c^2} \right) - \frac{\mu}{c^2} \frac{\nabla p'}{\epsilon \rho}, \quad (7)$$

а

$$\tau_1(\epsilon) = \left[\int W(k, k', \vartheta) (1 - \cos \vartheta) \frac{d\bar{k}'}{(2\pi)^3} \right]^{-1} \quad (8)$$

- время релаксации электронной компоненты плазмы коры нейтронной звезды. Из определений плотности тока и плотности потока тепла

$$\bar{j} = - \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} e \bar{v}_k f_k = - \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} e \bar{v}_k g_k, \quad (9)$$

$$\bar{q} = \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} (\epsilon_k - \mu) \bar{v}_k f_k = \int \frac{2 d\bar{k}}{(2\pi)^3} (\epsilon_k - \mu) \bar{v}_k g_k \quad (10)$$

с использованием выражений (6)-(8), можно получить закон Ома и уравнение теплопроводности

$$\bar{j} = \hat{\sigma} \left(\bar{E} + \frac{1}{c} [\bar{V}\bar{H}] \right), \quad (11)$$

$$\bar{q} = -\hat{\alpha} \nabla T - \frac{\pi^2}{3e} \frac{(k_B T)^2}{\epsilon_F} \bar{j}, \quad (12)$$

где $\hat{\sigma}$ - тензор электропроводности в магнитном поле и имеет компоненты

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & -\omega_c \tau_1 \\ 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ \omega_c \tau_1 & 0 & 1 \\ 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 1 + (\omega_c \tau_1)^2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

в $\hat{\epsilon}$ - тензор теплопроводности:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_0 \frac{\hat{\sigma}}{\sigma_0}. \tag{14a}$$

В выражениях (13) и (14) σ_0 и ϵ_0 - электропроводность и теплопроводность в отсутствии магнитного поля:

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2}{m_e} \tau_1, \quad \epsilon_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e^2} T \sigma_0, \tag{14b}$$

ω_c - циклотронная частота. При получении (13) принято, что магнитное поле имеет компоненты $\vec{H} (0, H, 0)$.

Для вычисления тензора вязкости необходимо оставить в кинетическом уравнении (5) только члены с $\partial_j V_j$ и $\text{div } \vec{V}$. В этом случае кинетическое уравнение можно написать в следующем виде:

$$\frac{\hbar^2 c^2}{\epsilon} \frac{\partial f^0}{\partial \epsilon} k_i k_j W_{ij} + \frac{\partial f^0}{\partial \epsilon} \left(\frac{\hbar^2 c^2 k^2}{\epsilon} - (\epsilon - \mu) \frac{x^2 + 2}{x^2 + i} - mc^2 \frac{x^2}{\sqrt{x^2 + 1}} \right) \frac{\text{div } \vec{V}}{3} - \frac{e \hbar c}{\epsilon} k_i \epsilon_{ij} \frac{\partial g}{\partial k_j} = \int W(\vec{k}, \vec{k}') \left(g(\vec{k}) - g(\vec{k}') \right) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3}, \tag{15}$$

где

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ijk} h_k, \quad h_k = H_k / H, \\ W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \text{div } \vec{V}.$$

Для вычисления тензора первой вязкости можно еще не рассматривать член с $\text{div } \vec{V}$ в уравнении (15). Тогда, если ввести второе время релаксации как

$$\tau_2(\epsilon) = \left[\int W(\vec{k}, \vec{k}') (1 - \cos^2 \vartheta) \frac{d\vec{k}'}{(2\pi)^3} \right]^{-1}, \tag{16}$$

то из решения уравнения (15) можно получить также тензор вязких напряжений в следующем виде [12]:

$$\pi_{ij} = \eta \left\{ h_i h_j h_k h_l + \frac{h_i h_j h_k + h_j h_i h_k - \omega_c \tau_2 (\epsilon_{ik} h_j h_l + \epsilon_{jk} h_i h_l)}{1 + (\omega_c \tau_2)^2} + \frac{h_{ik} h_{jl} - \omega_c \tau_2 (\epsilon_{ik} h_{jl} + \epsilon_{jk} h_{il}) + 2(\omega_c \tau_2)^2 h_{ij} h_{kl}}{1 + 4(\omega_c \tau_2)^2} \right\} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \text{div } \vec{V} \right), \tag{17}$$

где

$$\eta = \frac{1}{5} n_e v_F p_F \tau_2 \tag{18}$$

коэффициент первой вязкости в отсутствии магнитного поля. Что касается второго коэффициента вязкости, то как показано в работе [13], он порядка $(k_B T / \epsilon_F)^2$ по отношению к η и им можно пренебречь. Таким образом,

кинетические коэффициенты плазмы коры нейтронной звезды выражаются двумя релаксационными временами τ_1 и τ_2 . Результаты их численного расчета приведены в разделе 4.

4. *Вычисление времен релаксации τ_1 и τ_2 .* Как видно из формул (8) и (16), времена релаксации τ_1 и τ_2 выражаются через вероятность рассеяния $W(k, k', \vartheta)$ электронов на ионах. Вид электрон-ионного взаимодействия зависит от состояния ионной компоненты, а последнее определяется параметром "газовости" Γ :

$$\Gamma = \frac{Z^2 e^2}{k_B T a}, \quad (19)$$

где $a = (3/4\pi n_i)^{1/3}$ - характерное расстояние ионов, n_i - плотность числа ионов. Введем еще несколько температурных характеристик ионной системы.

$$T_1 = \frac{Z^2 e^2}{k_B a}$$

есть температура, выше которой ионы составляют бoльцмановский газ. Температура плавления ионной компоненты, согласно [14], порядка

$$T_m = \frac{Z^2 e^2}{k_B a \Gamma_m},$$

где $\Gamma_m \approx 150$, и температура Дебая, определяемая как [14]

$$T_D = \sqrt[3]{6\pi^2 n_i} \frac{h c_s}{k_B},$$

где c_s - скорость звука. Если температура внутри коры нейтронной звезды $T > T_1$, то ионы можно рассматривать как бoльцмановский газ. При выполнении условия $T_m < T < T_1$ ионную компоненту можно считать жидкостью, а при $T < T_m$ - кристаллом, если $T_D < T_m$. Возможно также, что при некоторых плотностях выполняется условие $T_D > T_m$. В этом случае ионный компонент остается жидкостью даже при $T < T_m$. На рис.1 показаны зависимости температур T_1 , T_m , T_D от плотности для двух уравнений состояния AU и ModelA (см. раздел 5). Из рис.1 видно, что ионный компонент можно считать жидкостью вплоть до плотностей $\rho \sim 10^{12}$ г/см³. Поэтому будем следовать работе [15] и будем рассматривать кулоновское рассеяние электронов на ионах, а ион-ионные взаимодействия учтем с помощью двухточечной корреляционной функции. Как показано в работе [15], выражение для вероятности рассеяния электронов на ионах имеет вид:

$$W(k, k', \vartheta) = (2\pi)^3 Z^2 n_i c \frac{\lambda_c^5 \alpha^2}{2\epsilon^2} \left(1 + \epsilon^2 + (\epsilon^2 - 1)\cos\vartheta\right) \times \\ \times \left[(1 - \cos\vartheta)(\epsilon^2 - 1) + r_0^{-2} \right]^2 \phi(\chi) \delta(\epsilon - \epsilon') = w(\epsilon, \vartheta) \delta(\epsilon - \epsilon'), \quad (20)$$

где λ_c - комптоновская длина электронов, $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой

структуры, c - скорость света, $r_0 = \sqrt{2} r_D / \lambda_c$, r_D - дебаевский радиус экранизации для вырожденного электронного газа и определяется выра-

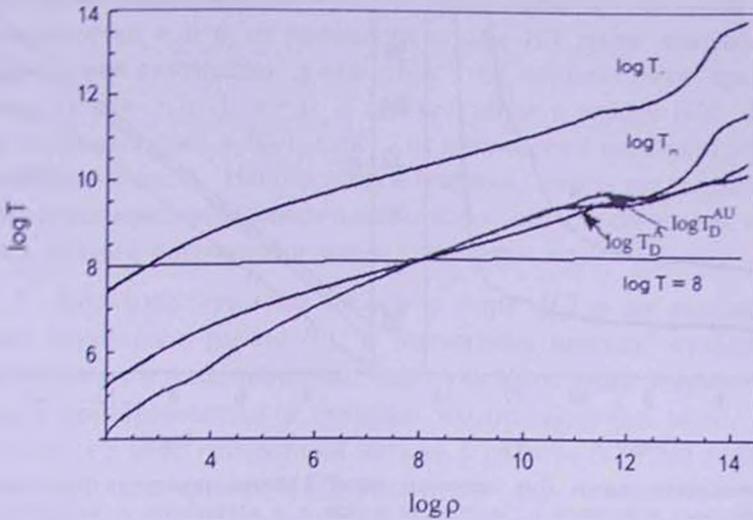


Рис.1. Зависимости температур T_1 , T_n , T_D от плотности для двух уравнений состояния AU и Model A.

жением $r_D^{-2} = \lambda_c^{-2} \frac{4\alpha}{\pi} \epsilon_F (\epsilon_F^2 - 1)^{1/2}$. Здесь ϵ_F - энергия Ферми в единицах mc^2 . Функция $\phi(\chi)$ в выражении (20) определяется как

$$\phi(\chi) = 1 + 3 \int_0^{\infty} g(x) \frac{\sin \chi x}{\chi x} x^2 dx, \tag{21}$$

где

$$\chi(\epsilon, \vartheta) = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3} |\bar{k} - \bar{k}'| = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3} \lambda_c^{-1} \sqrt{2(1 - \cos \vartheta)(\epsilon^2 - 1)},$$

а

$$g(\bar{R}) = \frac{\int \exp(-U/k_B T) d\bar{R}_3 \dots d\bar{R}_n}{\int \exp(-U/k_B T) d\bar{R}_1 \dots d\bar{R}_n}, \tag{22}$$

и есть корреляционная функция ионов. Для времен релаксации $\tau_n(\epsilon_F)$, $n = 1, 2$ из (8), (16) и (20)-(22) можно получить следующие выражения:

$$\tau_n = \frac{m^2 c^3}{\pi Z^2 e^4 n_i} \frac{\epsilon_F}{\sqrt{\epsilon_F^2 - 1}} \times \left[\int_0^\pi d\vartheta \frac{\sin \vartheta (i - \cos^n \vartheta) \{ 2 + (\epsilon_F^2 - i)(i + \cos \vartheta) \}}{\left\{ (\epsilon_F^2 - 1)(1 - \cos \vartheta) + \frac{2\alpha}{\pi} \epsilon_F \sqrt{\epsilon_F^2 - 1} \right\}} \phi(\chi(\epsilon_F, \vartheta)) \right]^{-1}. \tag{23}$$

Для численных расчетов времен релаксации $\tau_n(\epsilon_F)$, $n = 1, 2$ необходимо знать корреляционную функцию $g(x)$. При плотностях $\rho \leq 10^7$ г/см³ мы

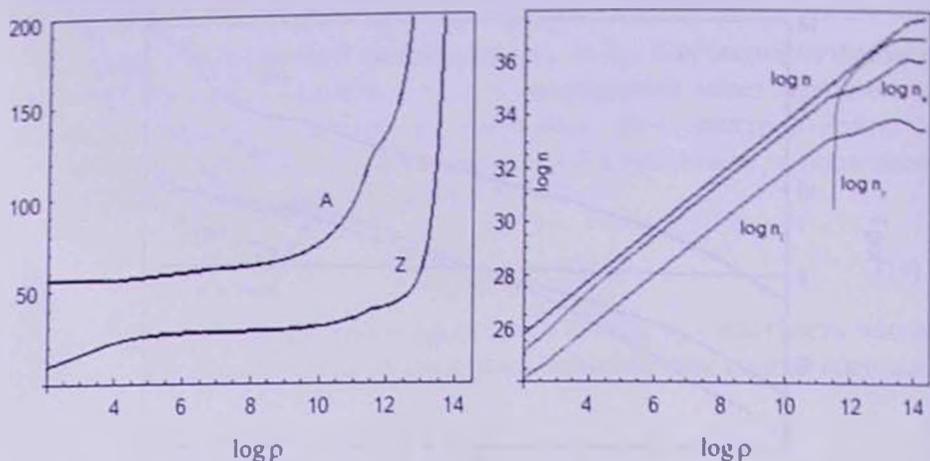


Рис.2. Зависимости заряда Z и массового числа A ионов, плотности барионов n , плотности свободных нейтронов n_n , плотности ионов n_e и электронов n_p от плотности вещества в коре НЗ.

использовали результаты работы [15] для функции $g(x)$. Кроме этого, для вычисления времен релаксации τ_n необходимо знать плотность ионов n_e , энергию Ферми электронов ϵ_F , а также заряд Z и массовое число A ионов в зависимости от плотности. Их можно получить из условия динамического равновесия плазмы по отношению к прямым и обратным β -переходам [16]. На рис.2 приведены графики зависимости заряда Z и массового числа A ионов, плотности барионов n , плотности свободных

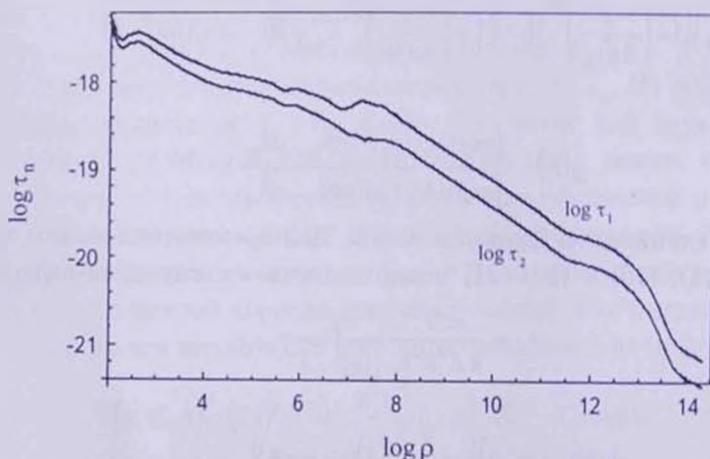


Рис.3. Зависимости времен релаксации $\tau_n(\epsilon_F)$, $n = 1, 2$ от плотности в коре нейтронной звезды.

нейтронов n_n от плотности вещества в коре НЗ. С помощью результатов, представленных на этих графиках, можно получить также значения плотности ионов $n_i = (n - n_e)/A$ и электронов $n_e = (n - n_i)Z/A$. Графики зависимостей n_i и n_e от плотности в коре НЗ также показаны на рис.2. Далее, при плотностях $\rho \geq 10^7$ г/см³ мы использовали приближенную формулу для $\tau_n(\epsilon_F)$, $n = 1, 2$, приведенную в работе [10]. Зависимости времен релаксации $\tau_n(\epsilon_F)$, $n = 1, 2$ от плотности в коре нейтронной звезды показаны на рис.3. Используя эти графики, теперь мы сможем вычислить кинетические коэффициенты плазмы коры нейтронной звезды, необходимые для изучения поглощения магнитозвуковых волн.

5. *Магнитозвуковые волны в коре НЗ и их поглощение.* Как было отмечено в работе [8], в "магнитных шапках" пульсара энергия, заключенная в намагниченных нейтрон-протонных вихревых кластерах, может преобразоваться в энергию магнитозвуковых волн, распространяющихся в коре нейтронной звезды. В работах [9,17,18] решена система уравнений скалярных МГД уравнений для поперечно-ограниченных волновых пучков. В этих работах вещество коры считалось изотропным. Однако известно, что в общем случае, при наличии магнитного поля уравнения МГД должны иметь тензорный вид. Скалярные уравнения МГД применимы, если выполняется условие $\omega_c \tau_{1,2} \ll 1$, где $\omega_c = eH/mc$ - циклотронная частота электронов. Если умножить значения $\tau_{1,2}$, представленные на рис.3, на ω_c , то можно увидеть, что скалярные уравнения МГД применимы при плотностях $\rho \geq 10^8$ г/см³. Как увидим далее, во внутренней части коры ($\rho \geq 10^8$ г/см³) поглощение магнитозвуковых волн обусловлено вязкостью плазмы, а во внешней части коры ($\rho \leq 10^8$ г/см³) - электропроводностью плазмы. Так как анизотропию кинетических коэффициентов необходимо учесть только во внешней части коры, то можно считать коэффициент вязкости плазмы коры скалярной величиной во всей коре НЗ, а тензорный характер коэффициента теплопроводности будем учитывать во внешней части коры ($\rho \leq 10^8$ г/см³).

Как показано в работе [17], из уравнений МГД можно получить уравнение для описания изменения магнитного поля в следующем виде:

$$\frac{d\vec{H}}{dt} - (\vec{H} \nabla) \vec{v} + \vec{H} (\nabla \vec{v}) = \hat{v}_m \Delta \vec{H}, \quad (24)$$

где тензор

$$\hat{v}_m = \frac{c^2}{4\pi} \hat{\sigma}^{-1} = \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \omega_c \tau_1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -\omega_c \tau_1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (25)$$

называется тензором магнитной вязкости. В магнитозвуковой волне возмущенные значения физических величин, таких как напряженность

магнитного поля, плотность, давление и температура вещества, можно представить в виде

$$\bar{H} = \bar{H}_0 + \bar{h}, \quad \rho = \rho_0 + \rho', \quad p = p_0 + p', \quad T = T_0 + T', \quad (26)$$

где индексом "0" обозначены невозмущенные значения соответствующих величин, а \bar{h} , ρ' , p' и T' - их возмущения. Если направить ось Y по направлению магнитного поля в коре нейтронной звезды, ось X - по радиусу к центру звезды, то уравнения МГД имеют решения в виде суммы поперечных, противоположно распространяющихся волновых пучков, которые образуют стоячую волну в коре НЗ. В продольной магнитозвуковой волне возмущения физических величин можно выразить через скорость V_x вещества следующим образом:

$$V_y = V_z = 0, \quad h_x = h_z = 0, \quad h_y = \mp \frac{V_x}{c_n} H_0, \quad \rho' = \mp \frac{V_x}{c_n} \rho_0, \quad p' = c_s^2 \rho', \quad T' = (\gamma - 1) \frac{\rho'}{\rho} T, \quad (27)$$

где верхние знаки относятся к волне, распространяющейся по направлению $x < 0$, а нижние знаки - по направлению $x > 0$. Согласно (27), в продольной магнитозвуковой волне возмущение магнитного поля \bar{h} имеет только компоненту \bar{h}_y . Тогда уравнение (24) для возмущения \bar{h}_y магнитного поля примет вид:

$$\frac{d\bar{h}_y}{dt} - (\bar{h}_y \nabla) \bar{v} + \bar{h}_y (\nabla \bar{v}) = \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} \Delta \bar{h}_y, \quad (28)$$

т.е. оно имеет тот же вид, что и соответствующее скалярное уравнение. Из полученного результата следует, что в дальнейших вычислениях (например, поглощения магнитозвуковых волн) мы можем использовать значения коэффициента электропроводности σ_0 в отсутствие магнитного поля. Кроме этого, не изменится и так называемое "эволюционное уравнение" для скорости вещества $V_x \equiv u$, которое имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau'_{1,2} \partial \tau_{1,2}} - \frac{1}{2} \dot{L} u_{1,2} - \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}} \frac{d \ln \Phi_{1,2}}{d \tau'_{1,2}} = - \frac{1}{c_n} \frac{\partial}{\partial \tau_{1,2}} \left(\Gamma u_{1,2} \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}} + D \frac{\partial^2 u_{1,2}}{\partial \tau_{1,2}^2} \right). \quad (29)$$

В уравнении (29) Γ - коэффициент нелинейности среды, D - коэффициент диссипации, которые определяются по формулам

$$\Gamma = \frac{\gamma + 1}{2} \frac{c_s^2}{c_n^2} + \frac{3}{2} \frac{c_A^2}{c_n^2}, \quad (30)$$

$$D = - \frac{1}{2c_n} \left\{ \frac{4\eta}{3\rho} + \frac{c_A^2}{c_n^2} \frac{c^2}{4\pi\sigma_0} + \frac{(\gamma - 1)^2 \alpha_0 T}{\rho c_n^2} \right\}, \quad (31)$$

где

$$c_n^2 = c_s^2 + c_A^2, \quad c_A^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}. \quad (32)$$

Оператор \hat{L} в уравнении (29) определен в работе [9], величины $\tau'_{1,2}$ и $\tau_{1,2}$, входящие в уравнение (29), равны соответственно:

$$\tau'_{1,2} = \int_{\pm x}^l \frac{dx}{c_n(x)}, \quad \tau_{1,2} = \tau'_{1,2} - t, \quad (33)$$

а величина $\Phi_{1,2}$ определяется как

$$\Phi_{1,2}^2 = \frac{\rho(0)c_n(0)}{\rho(\tau'_{1,2})c_n(\tau'_{1,2})}. \quad (34)$$

Как показано в работах [9,17,18], решение эволюционного уравнения можно искать в виде гауссовских пучков:

$$u_{1,2}(\tau_{1,2}, \tau'_{1,2}, r) = \frac{\Phi(\tau'_{1,2})b_{1,2}}{2f(\tau'_{1,2})} \exp \left\{ i\omega\tau_{1,2} + i \left[\sigma(\tau'_{1,2}) + \frac{r^2}{2Q(\tau'_{1,2})} \right] - \right. \\ \left. - \frac{r^2}{2r_0^2 f^2(\tau'_{1,2})} + \omega^2 \int_0^{\tau'_{1,2}} \frac{D}{c_n} d\tau' \right\} + \text{к.с.}, \quad (35)$$

где $f(\tau'_{1,2})$ описывает изменение радиуса пучка и $f(\tau'_{1,2}) \approx 1$ [17], а дополнительная фаза $\sigma(\tau'_{1,2}) + \frac{r^2}{2Q(\tau'_{1,2})}$ возникает из-за ограниченности пучка. Решения эволюционного уравнения $u_{1,2}$ связаны между собой граничным условием на поверхности нейтронной звезды. Так как конец коры ($x=0$) свободен, граничное условие на нем имеет вид $p'=0$. С учетом этого условия и уравнения (27), для функций $u_{1,2}$ получим:

$$u_1(x=0) = u_2(x=0) \Rightarrow b_1 = b_2 = b. \quad (36)$$

В этом случае на внешней поверхности коры функции $u_{1,2}$ имеют значение

$$u(r, t) = u_0(r) \cos \left\{ \frac{\omega t}{c_n \left(1 - \frac{c_n^2}{\omega^2 r_0^2} \right)} - \omega t + \frac{\omega r^2}{2c_n R_0} + \sigma_0 \right\}, \quad (37a)$$

$$u_0(r) = 2b\Phi(l/c_n) \exp \left\{ -\frac{r^2}{2r_0^2} - \omega^2 \int_0^l \mu dx \right\}, \quad (37b)$$

где величина

$$\mu = -\frac{D}{c_n^2} \quad (38)$$

определяет степень поглощения магнитозвуковых волн при их распространении в коре нейтронной звезды. Если обозначить $I_0(\omega)$ начальное значение интенсивности волны частотой ω , возбужденной на внутренней границе коры нейтронной звезды, а $I(\omega)$ - интенсивность той же волны на внешней границе коры, и учитывать, что энергия волны пропорциональна

квадрату амплитуды, то из (37b) получим

$$\frac{I(\omega)}{I_0(\omega)} = \delta(\omega) = \exp(-2\omega^2 L), \quad (39)$$

где

$$L = 2 \int_0^1 \mu dx. \quad (40)$$

С учетом (38) и (31) величину μ можно представить в виде

$$\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3, \quad (41)$$

где

$$\mu_1 = \frac{2\eta}{3\rho c_n^5}, \quad \mu_2 = \frac{c_A^2}{c_n^5} \frac{c^2}{8\pi\sigma_0}, \quad \mu_3 = \frac{\varepsilon_0 T}{18\rho c_n^3} \left(\frac{x^2+2}{x^2+1} \right)^2. \quad (42)$$

Как видно из формул (42), коэффициенты μ_1 , μ_2 и μ_3 содержат, соответственно коэффициенты вязкости плазмы коры η , электропроводности σ_0 и теплопроводности ε_0 . Следовательно, μ_1 описывает поглощение магнитозвуковых волн из-за вязкости плазмы, μ_2 - поглощение из-за электрического сопротивления и μ_3 - поглощение из-за теплопроводности плазмы. Для вычисления коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 в коре нейтронной звезды необходимо знать зависимость кинетических коэффициентов плазмы коры σ_0 , ε_0 и η от плотности, а также скорости распространения алфвеновских волн c_A и магнитозвуковых волн c_n в коре. На рис.4 представлены графики зависимостей кинетических коэффициентов σ_0 , ε_0 и η от плотности вещества в коре НЗ. Вычисления проводились по формулам (14b), где мы приняли температуру в коре НЗ $T = 10^5$ K и использовали значение плотности электронов из рис.2. Далее, для вычисления величин c_A и c_n необходимо

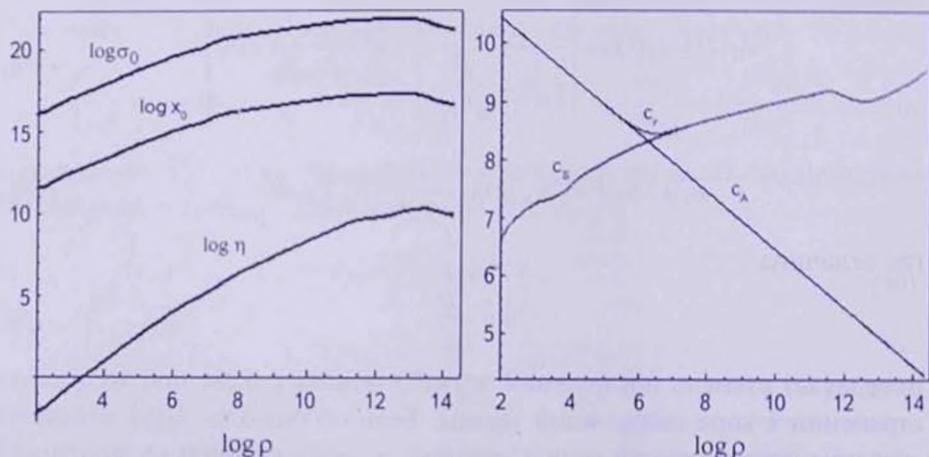


Рис.4. Зависимости кинетических коэффициентов σ_0 , ε_0 и η , скорости звука c_A , алфвеновских волн c_A и магнитозвуковых волн c_n от плотности вещества для уравнения состояния AU.

задать уравнение состояния вещества $P = P(\rho)$. Мы использовали два уравнения состояния: AU [19] и ModelA [20]. По первому из них при плотностях выше ядерной $\rho_0 \approx 2 \cdot 10^{14}$ г/см³ вещество состоит из адронов, а по второму из них выше некоторой плотности может возникать кварковое вещество. На рис.4 представлены также зависимости скорости звука c_s , алфвеновских волн c_A и магнитозвуковых волн c_m в единицах 10^8 см/с от плотности вещества для уравнения состояния AU (результаты вычислений этих величин для уравнения состояния ModelA аналогичны, поэтому здесь не приводятся). Как видно из графиков на рис.4, скорость магнитозвуковых волн c_m мало меняется в коре НЗ по сравнению с скоростями c_s и c_A . Поэтому при решении эволюционного уравнения (29) мы приняли c_m постоянной и равной $c_m \approx 10^9$ см/с. Далее на рис.5 представлены зависимости коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от плотности для двух вышеуказанных уравнений состояния. Как видно из этих графиков, при плотностях $\rho \geq 10^8$ г/см³ коэффициент μ_1 на несколько порядков больше μ_2 и μ_3 , следовательно, при плотностях $\rho \geq 10^8$ г/см³ поглощение магнитозвуковых волн происходит в основном из-за вязкости плазмы коры НЗ. При плотностях $\rho \leq 10^7$ г/см³ коэффициент μ_2 на несколько порядков больше μ_1 и μ_3 , следовательно, при плотностях $\rho \leq 10^7$ г/см³ диссипация

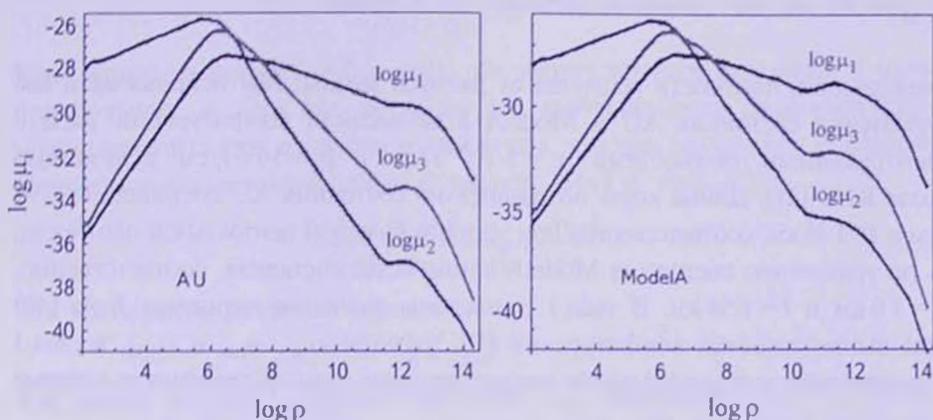


Рис.5 Зависимости коэффициентов μ_1 , μ_2 и μ_3 от плотности для уравнений состояния AU и ModelA.

энергии волны происходит в основном из-за электрического сопротивления среды. Теплопроводность плазмы НЗ дает существенный вклад в поглощении магнитозвуковых волн в узком интервале плотностей 10^7 г/см³ $\leq \rho \leq 10^8$ г/см³. На рис.6 показаны также зависимости суммарного коэффициента $\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3$ от плотности вещества в коре НЗ для двух уравнений состояния AU и ModelA. Графики показывают, что поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ происходит в основном во внешней части коры при плотностях $\rho \leq 10^8$ г/см³, так как в этой области значение μ на несколько порядков больше, чем в области $\rho \geq 10^8$ г/см³. Это означает также, что

поглощение магнитозвуковых волн в коре НЗ в основном обусловлено электропроводностью вещества.

Так как нам уже известна зависимость коэффициента μ от плотности вещества в коре НЗ, то можно вычислить величину L из (40), если дана

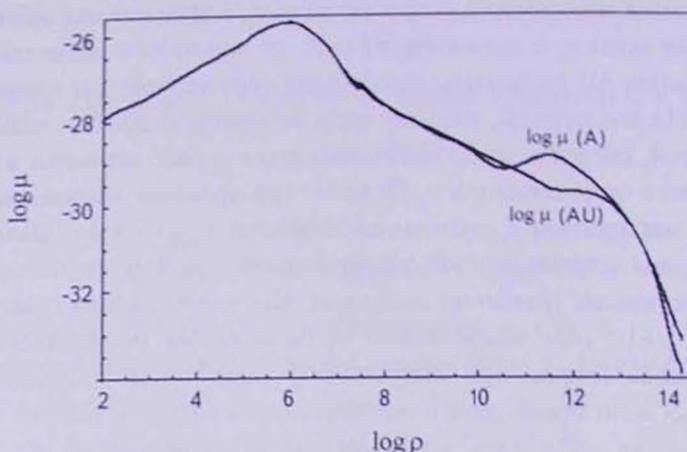


Рис.6. Зависимости суммарного коэффициента $\mu = \mu_1 + \mu_2 + \mu_3$ от плотности вещества в коре НЗ для двух уравнений состояния AU и ModelA.

зависимость плотности вещества от радиуса звезды. Мы использовали два уравнения состояния AU и ModelA и вычислили конфигурации звезд с центральными плотностями $\rho_c = 5 \cdot 10^{14}$ г/см³ и $\rho_c = 10^{15}$ г/см³ с помощью кода RNS [21]. Длина коры по уравнению состояния AU составила $l = 6.91$ км и $l = 1.46$ км, соответственно, при малой и большой центральной плотности, а по уравнению состояния ModelA длина коры составила, соответственно, $l = 3.6$ км и $l = 1.54$ км. В табл.1 приведены значения величины L из (40) для вышеуказанных конфигураций НЗ. Частоты ω_{10} , ω_{100} и ω_{1000} в табл.1 представляют те значения частот магнитозвуковых волн, интенсивность которых

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ L ИЗ (40) ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ НЗ И ЗНАЧЕНИЯ ЧАСТОТ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН, ИНТЕНСИВНОСТЬ КОТОРЫХ УМЕНЬШАЕТСЯ В 10, 100 И 1000 РАЗ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ КОРЫ НЗ

	1. AU $\rho_c = 5 \cdot 10^{14}$ г/см ³	2. AU $\rho_c = 10^{15}$ г/см ³	3. modelA $\rho_c = 5 \cdot 10^{14}$ г/см ³	4. modelA $\rho_c = 10^{15}$ г/см ³
L , Гц ⁻²	2.793×10^{-22}	1.016×10^{-22}	3.68×10^{-22}	4.035×10^{-23}
ω_{10} , Гц	9.08×10^{10}	1.506×10^{11}	7.91×10^{10}	2.389×10^{11}
ω_{100} , Гц	1.284×10^{11}	2.129×10^{11}	1.119×10^{11}	3.378×10^{11}
ω_{1000} , Гц	1.573×10^{11}	2.608×10^{11}	1.37×10^{11}	4.138×10^{11}

уменьшается соответственно, в 10, 100 и 1000 раз при прохождении коры НЗ. Из расчетов, представленных в табл.1 видно также, что кора НЗ прозрачна для магнитозвуковых волн с частотой $\omega \leq 10^{11}$ Гц, при этом поглощение волн тем меньше, чем больше центральная плотность звезды. Отметим здесь, что при более низких температурах (например, при 10^7 К) в некоторой части коры плазма является кулоновским кристаллом, свойства которой могут отличаться от рассмотренных нами выше свойств [22,23].

6. *Спектр радиоизлучения пульсаров.* Полученная нами формула (39) для спектра радиоизлучения пульсаров хорошо согласуется с наблюдениями. Действительно, из наблюдений известно, что конец частотного спектра при $10^9 \text{ Гц} \leq \omega \leq 10^{11} \text{ Гц}$ у некоторых радиопульсаров хорошо описывается формулой [24]

$$J_0(\omega) = b \cdot \omega^{-n}, \quad (43)$$

где n - спектральный индекс и для разных радиопульсаров лежит в области $1.3 \leq n \leq 2$. Можно принять среднее значение n равное 1.6. Полученная нами зависимость (39) интенсивности радиоизлучения от частоты ω можно написать в виде:

$$I(\omega) = \alpha \cdot e^{-\lambda \omega^2}. \quad (44)$$

Как видно из формул (43) и (44), обе интенсивности стремятся к нулю при больших ω . Эти две формулы для интенсивности радиоизлучения можно сравнить друг с другом, если считать, что при больших ω совпадают логарифмические производные функций $J_0(\omega)$ и $I(\omega)$, т.е.

$$\frac{1}{J_0(\omega)} \frac{dJ_0(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{I(\omega)} \frac{dI(\omega)}{d\omega}. \quad (45)$$

Это требование приводит к равенству

$$n = 2\lambda\omega^2. \quad (46)$$

Как видно из табл.1, среднее значение $\lambda_{\text{ср}}$ равняется $2 \cdot 10^{-22} \text{ с}^2$. Тогда, подставляя в формулу (46) $n_{\text{ср}} = 1.6$ и $\lambda_{\text{ср}} = 2 \cdot 10^{-22} \text{ с}^2$, можно получить предельное значение частоты $\omega_{\text{пр}}$ радиоизлучения

$$\omega_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{n_{\text{ср}}}{2\lambda_{\text{ср}}}} = 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}, \quad (47)$$

что хорошо согласуется с наблюдениями [24].

7. *Некоторые характеристики радиоизлучения пульсаров.* Энергия для возбуждения стоячей магнитозвуковой волны выделяется в безвихревой зоне из-за "схлопывания" вихревых нитей. Процесс выделения энергии происходит из-за диффузии магнитного поля, когда ее значение на границе безвихревой зоны достигает значения второго критического поля протонного сверхпроводника H_{c2} . Характерные время и длина диффузии

магнитного поля оцениваются из уравнения

$$\Delta \bar{B} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (48)$$

где σ - проводимость нормальной плазмы в безвихревой зоне. Отсюда имеем:

$$\tau \equiv \frac{4\pi\sigma}{c^2} d^2, \quad (49)$$

где τ и d - характерные время и длина диффузии магнитного поля. Время τ совпадает с временем излучения "группы импульсов", а d есть толщина кругообразного диска, где сконцентрировано магнитное поле перед диффузией.

Если полная интенсивность радионизлучения пульсара порядка $I=10^{30}$ эрг/с, то энергия, которая излучается за время активности пульсара τ будет $\Delta\varepsilon = I\tau$. Эта энергия сконцентрирована на границе безвихревой зоны в объеме в виде диска толщиной d , поперечное сечение которой имеет радиус r . Значение энергии $\Delta\varepsilon$ можно найти из формулы

$$\Delta\varepsilon = \frac{(H_{c2}/2)^2}{8\pi} \pi r^2 d, \quad (50)$$

Здесь $\pi r^2 d$ - объем диска. Согласно определению $\Delta\varepsilon$, а также формулам (49) и (50), можно найти значение величины τ :

$$\tau = \frac{\Delta\varepsilon}{I} = \left(\frac{rH_{c2}}{5.5} \right)^4 \frac{c^2}{4\pi\sigma I^2}. \quad (51)$$

Если считать, что $H_{c2} = 10^{11}$ Гс и $\sigma = 10^{30}$ с⁻¹, то согласно (51) имеем:

$$\tau = \frac{\Delta\varepsilon}{I} = 10^3 \text{ с}. \quad (52)$$

Отсюда сразу получаем, что полная энергия излучения "группы импульсов" во время активности пульсара порядка $\Delta\varepsilon = 10^{33}$ эрг. Используя формулу (49), легко оценить также величину $d = 3 \cdot 10^{-4}$ см, которая как раз порядка размеров ствола нейтронного вихря, где фактически сконцентрированы протонные вихри, т.е. магнитное поле.

После излучения "группы импульсов" пульсар "замирает", так как необходимо время, чтобы поле на границе безвихревой зоны снова достигло значения H_{c2} . Это происходит из-за движения нейтронных вихрей к границе безвихревой зоны. Нейтронные вихри, достигнув границы, аннигилируются, оставляя там протонные вихри, которые увеличивают значение магнитного поля, доводя его до значения H_{c2} . Для этого необходимо требовать, чтобы энергия магнитного поля, находящаяся в протонных вихрях, равнялась бы значению диффузионной энергии магнитного поля, т.е. $\Delta\varepsilon$. Следовательно, можно писать

$$\frac{H_{c2}^2}{8\pi} \pi r^2 v t = \Delta \varepsilon, \quad (53)$$

где $v = |\Omega/\Omega| R$ - скорость движения нейтронных вихрей и t - время накопления энергии $\Delta \varepsilon$ на границе вихревой зоны. Из формулы (53) легко получить:

$$\frac{t}{\tau} = \frac{8 \cdot 10^9 I}{(H_{c2} r)^2 |\Omega/\Omega|_{-15} R_6} = \frac{80}{|\Omega/\Omega|_{-15} R_6}. \quad (54)$$

Здесь R_6 - радиус ядра нейтронной звезды в единицах 10^6 см. Как видно из (54) "время замирания" t по сравнению с временем излучения "группы импульсов" τ может меняться в довольно широком интервале. Так как $10^{-2} \leq |\Omega/\Omega|_{-15} \leq 10^2$, следовательно, t/τ может меняться от порядка единицы до значения $8 \cdot 10^3$. Примечательно, что при уменьшении $|\Omega|$, т.е. при увеличении возраста пульсара, "время замирания" увеличивается. Отсюда следует, что радиопульсары "умирают" путем увеличения "времени замирания". Количественно такое поведение наблюдается в эволюционной картине пульсаров.

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

ABSORPTION OF MAGNETOSONIC WAVES IN THE CRUST OF A NEUTRON STAR. PULSARS' RADIO EMISSION

D.M.SEDRAKIAN, A.S.HARUTUNYAN, M.V.HAYRAPETYAN

The kinetic equation for the plasma in neutron star crust is solved in the relaxation time approximation. The values of the kinetic coefficients of the plasma are obtained in the range of the density 10^2 - 10^{14} g/cm³. The propagation of magnetosonic waves in the crust of a neutron star is considered taking into account the various mechanisms of dissipation of wave energy. It is shown that the crust of a neutron star is transparent for the magnetosonic waves with frequencies $\omega \leq 10^{11}$ Hz and the wave absorption decreases with increasing of the central density of the star. A mechanism of pulsar radio emission is proposed where the source is located on the surface of the star and has a size equal to the size of the magnetosonic wave-beam cross section. Some of the features of the radio emission is explained - the spectral index and pulsars' cutoffs.

Key words: *neutron stars: pulsars: radio emission*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Goldreich, W.H.Julian, Astrophys. J., 157, 869, 1969.*
2. *P.A.Sturrok, Astrophys. J., 164, 529, 1971.*
3. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland, Astrophys. J., 196, 51, 1975.*
4. *В.С.Бескин, УФН, 169, 1196, 1999.*
5. *D.M.Melrose, Young Neutron Stars and Their Enviroments. IAU Symposium, eds. F.Camilio, В.М.Gaensler, 218, 2004, astro-ph/0308471.*
6. *Д.М.Седракян, Астрофизика, 30, 547, 1989.*
7. *Д.М.Седракян, А.Д.Седракян, ж. Экспер. Теор. Физ., 100, 353, 1991.*
8. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 55, 421, 2012.*
9. *А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян, Астрофизика, 45, 63, 2002.*
10. *Д.М.Седракян, А.К.Аветисян, Астрофизика, 26, 489, 1987.*
11. *Дж.Зейман, Электроны и фононы, М., Изд. Иностран. Лит. 1962.*
12. *I.Easson, C.J.Pethick, Astrophys. J., 227, 995, 1979.*
13. *J.Sykes, G.A.Brooker, Ann. Phys., 56, 1, 1970.*
14. *Д.Г.Яковлев, В.А.Урнин, Астрон. ж., 57, 526, 1980.*
15. *V.Canuto, Astrophys. J., 159, 641, 1970.*
16. *Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, Ереван, 1998.*
17. *Д.М.Седракян, А.С.Арутюнян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 56, 251, 2014.*
18. *D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Hayrapetyan, Journal of Physics: Conference series, 496, 012017, 2014.*
19. *R.V.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrocini, Phys. Rev. C, 38, 1010, 1988.*
20. *N.Ippolito, M.Ruggieri, D.Rischke, A.Sedrakian, F.Weber, Phys. Rev. D, 77, 023004, 2008.*
21. www.gravity.phys.uwm.edu/Code/rns
22. *P.Haensel, A.Y.Potekhin, D.G.Yakovlev, Neutron stars 1: Equation of state and structure, New York, Springer, 2007.*
23. *D.A.Vaiko, Journal of Physics: Conference series, 496, 012010, 2014.*
24. *Р.Манчестер, Дж.Тейлор, Пульсары. М., Мир, 1980.*

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ: ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРА ПРИ МНОГОКРАТНОМ КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЯНИИ

С.И.ГРАЧЕВ

Поступила 13 июня 2014

Принята к печати 19 сентября 2014

Используется новый метод численного решения нелинейного интегро-дифференциального уравнения переноса излучения, описывающего эволюцию спектра однородного излучения в результате комптоновского рассеяния на равновесных свободных электронах в бесконечном однородном пространстве. При этом температура электронного газа считается постоянной, и на нее не накладываются ограничения: электроны могут быть как нерелятивистскими, так и релятивистскими. Показано, что эволюция спектра существенным образом зависит от величины начальной безразмерной концентрации фотонов. Имеется некоторое граничное ее значение, такое, что при меньших значениях существует предельное равновесное бозе-эйнштейновское распределение фотонов, а при больших - нет. В последнем случае формируется квазилиния, которая со временем перемещается в сторону малых частот, причем ее ширина уменьшается, а интенсивность в максимуме растет. Расчеты проводились с использованием двух функций перераспределения фотонов по частотам - точной и упрощенной (в предположении об изотропном рассеянии в лабораторной системе отсчета). Проведено также сравнение с результатами решения уравнения Компанейца.

Ключевые слова: *перенос излучения; нестационарный; эволюция спектра; комптоновское рассеяние*

1. *Введение.* Многократное комптоновское рассеяние играет важную роль в физике различных астрофизических объектов. Но оно и само по себе является объектом изучения в физике вообще (см., например, обзор Зельдовича [1]) и, в частности, в теории переноса излучения. В астрофизических приложениях используется, как правило, приближенное описание переноса излучения при комптоновском рассеянии, достаточное, однако, для объяснения спектров конкретных объектов. Что же касается точной теории, то ввиду нелинейности основного уравнения, дальнейшее продвижение здесь возможно лишь путем решения сравнительно простых модельных задач численными методами. Одной из них является расчет эволюции спектра изотропного однородного излучения в бесконечном пространстве в результате многократного комптоновского рассеяния на электронах. Считается, что равновесный электронный газ равномерно заполняет пространство, и его температура не зависит от координат и времени. Зельдовичем и Сюняевым [2] было показано, что в этом случае

в спектре рассеянного излучения могут возникать квазилинии, которые со временем смещаются в длинноволновую сторону. В настоящей работе мы применяем новый численный метод решения основного уравнения в этой задаче. При этом используются как точная, так и приближенная функции перераспределения по частотам из работы Нагирнера и др. [3].

2. *Основное уравнение и методы численного решения.* Основное интегро-дифференциальное уравнение переноса излучения имеет вид

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} = - \int_0^{\infty} [r(x, x_1) f(x, t) (x_1^2 + f(x_1, t)) - r(x_1, x) f(x_1, t) (x^2 + f(x, t))] dx_1, \quad (1)$$

где безразмерная концентрация фотонов $f(x, t) = x^2 n(x, t)$, $n(x, t)$ - среднее число заполнения состояний фотонов с энергией x в момент t , причем x и t измеряются в единицах mc^2 и $1/c\sigma_0 n_e$, соответственно, где σ_0 - томсоновское сечение, а n_e - концентрация электронов в сопутствующей системе. Функция перераспределения по частотам $r(x, x_1) = \bar{R}(x, x_1)/(x x_1)$, причем $r(x_1, x) = e^{y(x_1 - x)} r(x, x_1)$, где $y = mc^2/kT$. Для усредненной функции перераспределения $\bar{R}(x, x_1)$ имеются упрощенное (в предположении об изотропном рассеянии в лабораторной системе отсчета) и точное выражения (см. Нагирнер и др. [3]; Nagirner, Routanen [4]).

Для вычисления интегралов в правой части основного уравнения (1) использовалось представление искомой функции в виде квадратичного сплайна:

$$f(x) = f_j + b_j (x - x_j) + c_j (x - x_j)^2, \quad x_j \leq x \leq x_{j+1}, \quad j = 0, 1, \dots, N, \quad c_j = \frac{b_{j+1} - b_j}{2(x_{j+1} - x_j)}. \quad (2)$$

причем для определения коэффициентов b_j имеется рекуррентное соотношение

$$b_j = -b_{j+1} + 2 \frac{f_{j+1} - f_j}{x_{j+1} - x_j}. \quad (3)$$

Мы полагаем в последней точке $b_N = 0$. В итоге имеем

$$\int_0^{\infty} r(x_k, x) f(x) dx = \sum_{m=0}^N q_{km} f_m, \quad (4)$$

где

$$q_{k0} = \Delta x_0 (A_{k0} - 2B_{k0} + C_{k0}), \quad (5)$$

$$q_{km} = \Delta x_m (A_{km} - 2B_{km} + C_{km}) + \Delta x_{m-1} C_{km-1} - 2(-1)^m \frac{\Delta x_m + \Delta x_{m-1}}{\Delta x_m \Delta x_{m-1}} \sum_{j=0}^{m-1} (-1)^j (\Delta x_j)^2 (B_{kj} - C_{kj}), \quad 1 \leq m \leq N-1, \quad (6)$$

$$q_{kN} = \Delta x_{N-1} C_{kN-1} - 2 \frac{(-1)^N}{\Delta x_{N-1}} \sum_{j=0}^{N-1} (\Delta x_j)^2 (B_{kj} - C_{kj}). \quad (7)$$

Здесь $\Delta x_j = x_{j+1} - x_j$, $j = 0, 1, \dots, N-1$, а коэффициенты

$$\{A_{ij}, B_{ij}, C_{ij}\} = \int_{t_j}^{t_{j+1}} r(x_k, x_j + t \Delta x_j) \{1, t, t^2\} dt. \quad (8)$$

Входящие сюда интегралы рассчитывались по квадратурной формуле Гаусса с 12-ю узлами.

Аналогично получаем для интеграла

$$\int_{x_j}^{x_k} r(x, x_k) f(x) dx = \sum_{m=0}^N \bar{q}_{km} f_m. \quad (9)$$

где коэффициенты \bar{q}_{km} вычисляются по тем же формулам, что и q_{km} , но с заменой $r(x_k, x_j + t \Delta x_j)$ на $r(x_j + t \Delta x_j, x_k)$ при вычислении коэффициентов по формуле (8).

В итоге основное уравнение (1) переписывается в следующем дискретизованном виде:

$$\frac{\partial f_k(t)}{\partial t} = -f_k(t) \alpha_k + x_k^2 \sum_{m=0}^N \bar{q}_{km} f_m(t) + f_k(t) \sum_{m=0}^N (\bar{q}_{km} - q_{km}) f_m(t), \quad k = 0, 1, \dots, N. \quad (10)$$

где $f_k(t) = f(x_k, t)$,

$$\alpha_k = \int_0^{x_k} r(x_k, x_1) x_1^2 dx_1, \quad k = 0, 1, \dots, N, \quad (11)$$

Система уравнений (10) решалась нами двумя различными способами. Пусть $\{t_i\}$, $i = 0, 1, \dots, I$ - некоторая сетка по времени, причем можно считать $t_0 = 0$. Проинтегрируем уравнение (10) по времени от момента t_i до t_{i+1} , считая t_{i+1} текущим моментом времени. Имеем

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} f_k(t) dt = f_k(t_{i+1/2}) + O\left[\Delta t_i\right]^3, \quad (12)$$

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} f_k(t) f_m(t) dt = f_k(t_{i+1/2}) f_m(t_{i+1/2}) + O\left[\Delta t_i\right]^3, \quad (13)$$

где $t_{i+1/2} = (t_i + t_{i+1})/2$, $\Delta t_i = t_{i+1} - t_i$. Для значения функции в полуселой точке имеем, очевидно,

$$f_k(t_{i+1/2}) = \frac{1}{2}(\dot{f}_k + f_k) + O\left[\Delta t_i\right]^2, \quad (14)$$

где обозначено $\dot{f}_k = f_k(t_{i+1})$, $f_k = f_k(t_i)$. В итоге для определения текущего вектора \dot{f}_k , $k = 0, 1, \dots, N$, получается следующая нелинейная система уравнений

$$\begin{aligned} & \dot{f}_k \left[1 + \frac{\Delta t_i}{2} - \frac{\Delta t_i}{4} \sum_{m=0}^N (\bar{q}_{km} - q_{km}) f_m \right] - \\ & - \frac{\Delta t_i}{2} \sum_{m=0}^N \dot{f}_m \left[x_k^2 \bar{q}_{km} + \frac{1}{2} (\bar{q}_{km} - q_{km}) (\dot{f}_k + f_k) \right] = \\ & = f_k \left[1 - \frac{\Delta t_i}{2} \alpha_k + \frac{\Delta t_i}{4} \sum_{m=0}^N (\bar{q}_{km} - q_{km}) f_m \right] + \frac{\Delta t_i}{2} x_k^2 \sum_{m=0}^N \bar{q}_{km} f_m, \quad k = 0, 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (15)$$

Эта система решалась итерациями методом Ньютона: текущее значение

вектора представлялось в виде суммы предыдущего значения и поправки ($\hat{f}_k = \hat{f}_k^{(s)} + \delta \hat{f}_k^{(s)}$), и система линеаризовалась относительно поправок. Получаемая при этом линейная система для поправок решалась методом исключения Гаусса. Начальное приближение $\hat{f}_k^{(0)}$ получалось в результате замены $(\hat{f}_k + f_k)/2$ на f_k в последнем слагаемом в левой части системы (15). Итерации заканчивались при выполнении условия $\max_k |\delta \hat{f}_k^{(s)}| < \varepsilon$ (обычно полагалось $\varepsilon = 10^{-3}$).

Второй метод, предложенный нами ранее [5] для решения других нестационарных задач, состоит в том, что мы используем разложение Тейлора

$$f(x, t_{i+1}) = f(x, t_i) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\Delta t_i)^n}{n!} a_n(x), \quad (16)$$

которое сходится на достаточно частой временной сетке. Подстановка этого разложения в основное уравнение (10) дает для определения коэффициентов разложения $\alpha_{nk} = \alpha_n(x_k)$ следующее рекуррентное (по n) соотношение

$$a_{n+1k} = -\alpha_k a_{nk} + \sum_{m=0}^k \left[x_k^2 \bar{q}_{km} a_{nm} + (\bar{q}_{km} - q_{km}) \sum_{l=0}^n C_n^l a_{lk} a_{n-lm} \right], \quad k = 0, 1, \dots, N, \quad (17)$$

где C_n^l - биномиальные коэффициенты, причем начальное значение определяется, очевидно, по распределению в предыдущий момент: $a_{0k} = f(x_k, t_i)$, $k = 0, 1, \dots, N$. В этом (безитерационном) методе не требуется решения каких-либо дополнительных уравнений.

Использовалась адаптивная частотно-временная сетка. Начальные распределения брались в виде очень узкой линии

$$f(x, 0) = \frac{C}{\varepsilon \sqrt{\pi}} e^{-(xy-x_0)^2/\varepsilon^2}, \quad (18)$$

где $\varepsilon = 10^{-2}$, $x, y = 1$ и в виде показательно-степенной функции

$$f(x, 0) = \frac{Cs}{\Gamma(p+1)} (xy)^p e^{-2xy} \quad (19)$$

при $p = 3$, $s = 2$. Использовались как упрощенная, так и точная функции перераспределения по частотам. Проводилось сравнение с полученными ранее (Нагирнер и др. [6]) решениями уравнения Компанейца.

Следует отметить, что наряду с упомянутым выше новым безитерационным методом применялся и обычный итерационный метод теории теплопроводности, который, однако, не всегда приводил к цели за приемлемое время: иногда итерации сходились слишком медленно. В тех же случаях, когда итерации сходились достаточно быстро, оба метода давали совпадающие результаты. При этом время счета новым методом всегда оказывалось заметно меньше.

3. *Результаты расчетов.* На рис. 1-3 приведены результаты расчетов

при использовании упрощенной функции перераспределения, причем на рис.3 даются для сравнения и результаты решения уравнения Компанейца. На рис.4 сравниваются решения для упрощенной и точной функций перераспределения.

Следует отметить, что равновесные решения уравнения (1) имеют вид распределения Бозе-Эйнштейна $f_{eq} = y^3 x^2 / (e^{y^3 x^2} - 1)$, так что интеграл от равновесного решения по всем x не может быть больше, чем $C_{max} = 2\zeta(3)$, где $\zeta(z)$ - функция Римана. Поэтому для начального распределения с $C > C_{max}$ не существует предельного (при $t \rightarrow \infty$) равновесного решения.

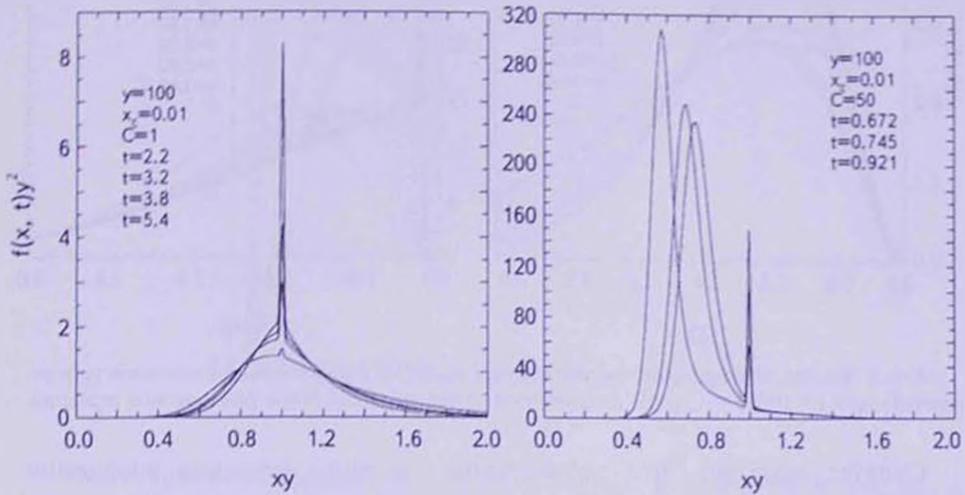


Рис.1. Эволюция начального распределения вида (18) (узкая линия) при $y = 100$, $x_0 = 0.01$. (Высота начального пика на $xu = 1$ уменьшается со временем.

Решение сильно зависит от величины интеграла C . Так при $C = 1$ (см. рис.1) начальное распределение (на рис.1 его "остатки" видны в виде очень узкой линии на $xu = 1$) эволюционирует к равновесному распределению (на рис.2 оно отмечено звездочками). При $C = 50$, когда не существует предельного равновесного распределения, формируется узкое распределение по частоте (квазилиния), движущееся со временем к оси ординат, причем его ширина уменьшается. Заметим, что при этом интеграл от распределения по частоте сохраняется с точностью не хуже 10^{-4} . Образование квазилиний было предсказано ранее из качественных соображений Зельдовичем и Сюняевым [2].

На рис.3 проведено сравнение результатов решения уравнения Компанейца (сплошная линия) и точного интегро-дифференциального уравнения (звездочки), из которого уравнение Компанейца получается в диффузионном приближении. Видно, что до момента времени $t = 0.02$ они хорошо согласуются между собой на всех частотах, а при $t = 0.025$ возникают

большие различия на левом краю распределения. Точное уравнение дает квазилинию, а уравнение Компанейца - нет. Дело в том, что при тех больших градиентах по частоте, которые возникают на временах $t \geq 0,025$, уравнение Компанейца неприменимо, так как нарушаются условия, при которых оно выводится из точного уравнения.

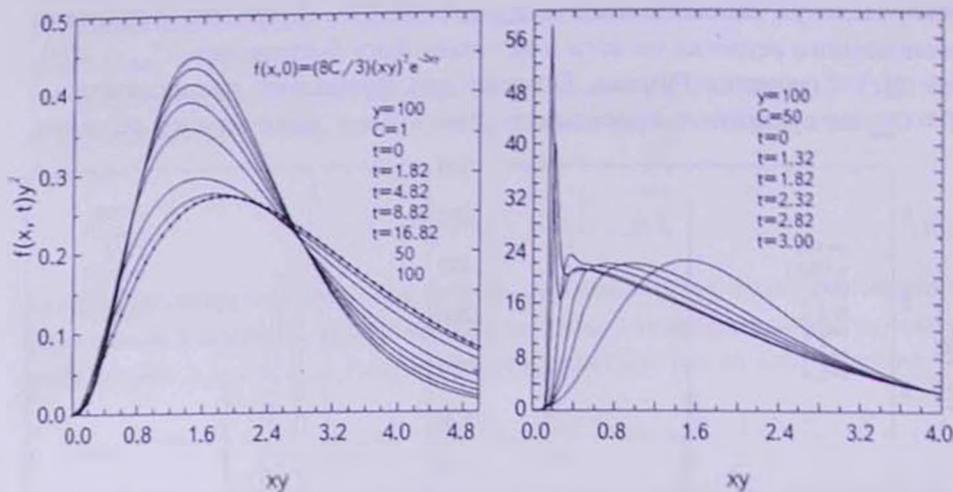


Рис. 2. Эволюция начального распределения вида (19) (показательно-степенное распределение) при $y = 100$, $p = 3$, $s = 3$. Звездочками отмечено предельное равновесное решение.

Следует отметить, что приведенные на рис.3 решения уравнения Компанейца были получены ранее в упомянутой выше работе Нагирнера и др. [6], где показано, что в тех случаях, когда не существует предельного равновесного решения, в распределении фотонов по частоте возникает очень крутой передний фронт, движущийся со временем к оси ординат. Возникновение таких фронтов (и даже их "опрокидывание", т.е. возникновение неоднозначности) было предсказано Зельдовичем и Левичем [7]. Наши численные эксперименты показывают, что указанные фронты не опрокидываются на конечном расстоянии от оси ординат, а их эволюция заканчивается слиянием в определенный момент времени $t_*(C)$ с осью ординат, в результате чего значение f в нуле меняется скачком от 0 до некоторого значения $f_*(C)$. Далее решение должно эволюционировать к стационарному, но неравновесному распределению $f(x, \infty)$, которое отлично от 0 в нуле и убывает на бесконечности $\propto x^{-2}$. С физической точки зрения возникновение устойчивого крутого переднего фронта объясняется конкуренцией диффузии, которая стремится сгладить градиенты, и нелинейности, которая стремится их увеличить. По сути это явление аналогично возникновению уединенных волн (солитонов) в гидродинамике.

Что касается сравнения решений, полученных с использованием

упрощенной и точной функций перераспределения по частотам при рассеянии, то согласие между этими решениями улучшается с ростом параметра $y = mc^2/kT$. Для иллюстрации были проведены расчеты при начальном распределении в виде узкой линии (18) с $C = 0.1$, так что имеется предельное (по времени) равновесное решение. Оказалось, что

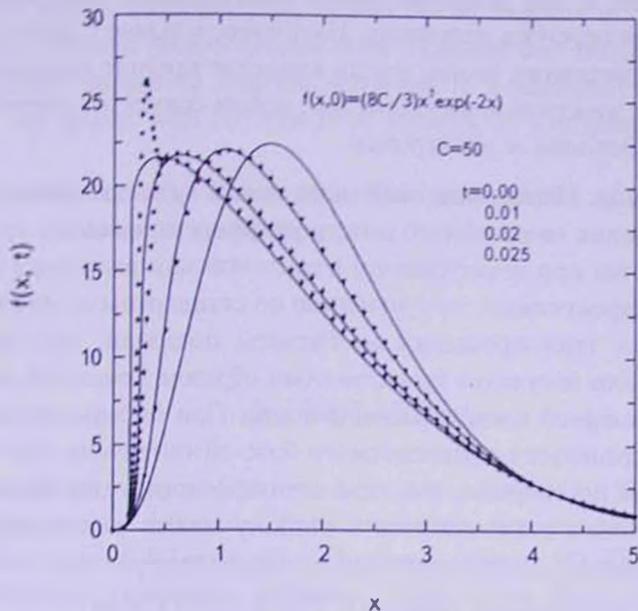


Рис.3. Сравнение решений нелинейного уравнения Компанейца (линии) и нелинейного интегрального уравнения (звездочки) для начального распределения вида (19) (показательно-степенное распределение) при $y = 100$, $\rho = 3$, $s = 3$ и $C = 50$.

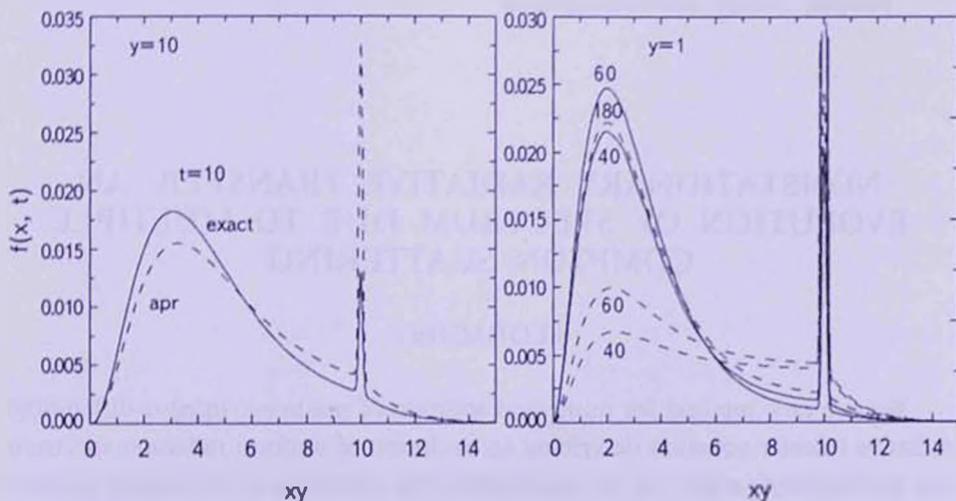


Рис.4. Сравнение точного (сплошная линия) и упрощенного (штриховая линия) решений нелинейного интегрального уравнения для начального распределения вида (18) при $C = 0.1$. Числа у кривых - время t .

при $u = 100$ (нерелятивистские электроны) различие между упомянутыми решениями становится несущественным при $t > 5$. С увеличением параметра u происходит замедление выхода упрощенного решения на стационарный режим по сравнению с точным решением (см. рис.4).

Следует отметить, что использованный нами новый численный метод можно применять и для решения других кинетических уравнений, а не только уравнения переноса излучения. Например, в задаче о многократном комптоновском рассеянии можно учесть взаимное влияние поля излучения и распределения электронов по скоростям, решив совместно кинетические уравнения для фотонов и электронов.

4. *Заключение.* Использованный нами новый безитерационный метод численного решения нелинейного интегродифференциального уравнения переноса излучения при многократном комптоновском рассеянии оказался гораздо более эффективным по сравнению со стандартными численными методами теории теплопроводности. Расчеты показали, что эволюция спектра рассеянного излучения существенным образом зависит от величины начальной безразмерной концентрации фотонов. При ее больших значениях не существует предельного равновесного бозе-эйнштейновского распределения фотонов по энергии, и в этом случае формируется квазилиния, которая со временем перемещается в сторону малых частот, причем ее ширина уменьшается, а интенсивность в максимуме растет.

Работа была поддержана грантом СПбГУ 6.38.18.2014.

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

NONSTATIONARY RADIATIVE TRANSFER: AN EVOLUTION OF SPECTRUM DUE TO MULTIPLE COMPTON SCATTERING

S.I.GRACHEV

We use new method for numerical solution of nonlinear integro-differential radiative transfer equation describing an evolution of uniform radiation spectrum due to Compton scattering on equilibrium free electrons in an infinite uniform medium. A temperature of electron gas is suggested to be constant and it is not subjected to any limitations so that electrons can be both nonrelativistic

and relativistic ones. It is shown that spectrum evolution essentially depends on the value of initial nondimensional photon density. There exists some boundary value for it such that for lower values the electrons have terminated Bose-Einstein distribution and for greater values they have not this distribution. In the last case a quasi-line is formed which moves with time towards small frequencies and its width becomes smaller but its intensity in maximum grows. We use two different photon redistribution functions over frequencies: exact one and simplified (supposing isotropic scattering in a laboratory frame). We also compare our results with the results of solution of Kompaneets equation.

Key words: radiative transfer: nonstationary: evolution of spectrum: compton scattering

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Зельдович, Успехи физических наук, **115**, 161, 1975.
2. Я.Б.Зельдович, Р.А.Сюняев, Журн. эксперим. и теор. физ., **62**, 153, 1972.
3. Д.И.Нагирнер, Е.В.Кикец, Ю.Й.Поутанен, Труды АО ЛГУ, **43**, 28, 1991.
4. D.I.Nagirner, J.Poutanen, Astrophys. Space Phys. Rev., **9**, 1, 1994.
5. С.И.Грачев, Астрофизика, **44**, 619, 2001.
6. Д.И.Нагирнер, В.М.Лоскутов, С.И.Грачев, Астрофизика, **40**, 349, 1997.
7. Я.Б.Зельдович, Е.В.Левич, Журн. эксперим. и теор. физ., **55**, 2423, 1968.

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ. I. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ГОРЯЧЕГО СТРАННОГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА

Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 23 мая 2014

Принята к печати 19 сентября 2014

На основе модели мешка MIT определено уравнение состояния горячего кваркового вещества. Показано, что в области $0 \leq T \leq 100$ МэВ давление при постоянной плотности энергии слабо зависит от температуры T . В противоположность этому, давление при постоянной концентрации кварков значительно возрастает с повышением температуры.

Ключевые слова: *звезды; горячая кварковая материя; уравнение состояния*

1. *Введение.* Согласно современным представлениям сверхплотное ядерное вещество при сжатии должно перейти в состояние однородного кваркового вещества. Если до такого перехода кварки по три были заключены в отдельных "тюрьмах"-нуклонах, то после этого "тюрьма" становится общей для всех. Согласно [1,2], кварковое вещество состоит из u , d , s кварков и электронов и, возможно, может быть более связанным, чем нуклоны в ядре железа. По феноменологической теории кваркового мешка разработанной в MIT [3], объем занимаемый кварками "заполнен" энергией с независимой от их концентрации положительной плотностью B . Эта энергия создает отрицательное давление, что и удерживает кварки как бы заключенными в мешке. Если энергия связи на один барионный заряд (энергия на барионный заряд с вычетом массы нейтрона) отрицательна, то при отсутствии внешних сил такое вещество имеет нулевое давление и плотность больше ядерной [1,2]. Небесные тела, состоящие исключительно из такого вещества, называются странными звездами - SS [4].

Для различных значений параметров теории мешка MIT (α_s - константа кварк-глюонного взаимодействия, m_s - масса странного кварка, B - параметр мешка) интегральные параметры и внутренняя структура определены во многих работах, в частности в [5-8]. SS имеют четко выраженные поверхности, максимальную массу $1.5+2.5M_\odot$ и радиусы до 10 км. В таком поверхностном слое SS локальная электронейтральность нарушена из-за частичного вылета электронов наружу. В этом заряженном слое, толщиной

$100 \div 1000 \Phi$, напряженность электростатического поля достигает до 10^{17} В/см [5]. С учетом перестройки кварковой компоненты этого слоя посредством β -процессов, вызванной уходом электронов, это поле увеличивается до 10^{18} В/см [9]. Благодаря этому полю SS может быть окружена обычным вырожденным веществом (атомные ядра и вырожденный электронный газ). Поле препятствует проникновению атомных ядер в кварковое вещество, изолируя эти два состояния материи. Масса звезды с такой структурой при массе кварковой сердцевины $M_{ss} \leq 0.02$ может достигать $\sim 1M_{\odot}$, а радиус ~ 20000 км. Внешне эти звезды похожи на белых карликов и называются странными карликами SD [10-12]. В этих исследованиях звезды считаются холодными.

Одним из возможных путей образования SS является взрыв сверхновой, когда центральная часть массивной звезды, которая исчерпала ядерные запасы энергии, гравитационной силой сжимается до сверхъядерных плотностей. Если основная часть изменения гравитационной энергии этой части первоначальной звезды превращается в тепло, то новорожденная SS может иметь температуру $T \sim 10^{12}$ К. Такая высокотемпературная стадия жизни SS очень коротка из-за нейтринных потерь энергии. Поэтому, для определения возраста SS с температурой намного ниже 10^{12} К рассмотрение таких высоких температур неразумно. Однако, для определения максимально возможной массы холодных SS, образовавшихся по такому сценарию, это очень важно [13].

Физические свойства горячей странной кварковой материи (HSQM) и горячих странных звезд (HSS) исследованы в [13,14]. В [14] построены серии изотермических странных звезд с температурами до $\sim 10^{12}$ К. Уравнение состояния HSQM определено на основе модели мешка MIT. Для простоты наличие электронов игнорировано, и константа кварк-глюонного взаимодействия α_s принята равной нулю. Расчеты проведены как для зависящего, так и для независящего от плотности кварков параметра мешка B .

Из этих расчетов следует, что максимальная масса каждой изотермической серии тем меньше, чем выше температура (рис.8 и рис.7 [14]). Такая температурная зависимость максимальной массы кажется странной. Также странно ведут себя радиусы некоторых конфигураций при понижении температуры. Объяснение этих странных результатов в [14] отсутствует. Для выяснения остывания SS гораздо важнее знание температурных зависимостей параметров звезды с заданным барионным числом, что в [14] также отсутствует.

В [14] уравнение состояния (EOS) HSQM определяется сложным численным методом. Такими же методами определены уравнения состояния HSQM и при наличии внешнего магнитного поля. Мы считаем, что для решения рассмотренных в [14] задач достаточно было использовать давно

известные результаты для тепловых поправок к энергии и давлению вырожденного ферми-газа [15,16].

С использованием этих поправок в [13] определено уравнение состояния HSQM для варианта $\alpha_c = 0$, $m_i = 0$, определены зависимости интегральных параметров HSS-радиус, масса и барионный заряд от центральной плотности энергии. Определены также зависимости массы и радиуса HSS с заданным барионным числом от центральной температуры. Зависимость температуры от радиального переменного r определена из условия

$$T(r)\exp(v/2) = \text{const}, \quad (1)$$

где $g_{00} = \exp(v)$ - временная компонента метрического тензора в метрике Шварцшильда. В [14] принято $T = \text{const}$ по всей звезде.

В [13] показано, что в приближении $m_i = 0$ давление SKM зависит только от полной плотности энергии ϵ (плотность энергии вырожденного кварк-электронного газа плюс тепловые поправки). Поэтому в этом приближении зависимости массы M и радиуса R звезды от центральной плотности $\rho_c = \epsilon_c/c^2$ (c - скорость света) не зависят от температуры: и холодные и все горячие конфигурации находятся на одних и тех же кривых $M(\rho_c)$, $R(\rho_c)$ и $R(M)$. В [13] для HSS с заданными барионными числами N_b определены зависимости массы и радиуса от температуры, т.е. ход изменения этих параметров во времени при остывании звезды. Показано, что вес тепловой энергии играет решающую роль для этих зависимостей. Результаты [13] и [14] значительно отличаются. Единственным объяснением этого может быть только учет массы m_i в [14]. Однако, как показано в [13], учет m_i и игнорирование электронов несовместимы.

В предложенной работе определяется уравнение состояния HSQM в приближении $\alpha_c = 0$, $B = 80 \text{ МэВ}/\phi^3$, $m_i = 150 \text{ МэВ}$, с учетом рождения электрон-позитронных пар.

2. *Равновесное состояние HSQM.* Холодный SQM состоит из u , d , s кварков [4] приблизительно одинаковых концентраций и малого количества электронов - один на $10^6 + 10^7$ барионный заряд [4,17]. В SS энергии ферми-кварков и электронов имеют значения $350 + 600 \text{ МэВ}$ и $10 + 20 \text{ МэВ}$, соответственно. Электроны нейтрализуют суммарный положительный заряд кварков, наличие которого обусловлено ненулевой массой странного кварка (массы u и d кварков $\sim 10 \text{ МэВ}$ игнорируются). Следует учесть также, что при высоких температурах в веществе могут рождаться электрон-позитронные пары.

Химически равновесное состояние HSQM определяется из условий:

а) равновесие по β -процессам между кварками и лептонами,

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2)$$

$$d+e^+ \rightarrow u+\bar{\nu}_e, \quad s+e^+ \rightarrow u+\bar{\nu}_e, \quad (3)$$

б) аннигиляционное равновесие электрон-позитронных пар с излучением

$$e^-+e^+ \rightarrow 2\gamma, \quad (4)$$

с) сохранение барионного заряда n

$$n = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s), \quad (5)$$

д) локальная электронейтральность

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}(n_d + n_s) - n_{e^+} + n_{e^-} = 0, \quad (6)$$

где n_i ($i = u, d, s, e^+, e^-$) концентрации i -того типа частиц.

Плазменная частота ω_{pl} кваркового вещества такова, что $\hbar\omega_{pl} \sim 20$ МэВ [5] (\hbar -постоянная Планка). Фотоны с энергией $\hbar\omega < \hbar\omega_{pl}$ в кварк-электронной плазме отсутствуют. Однако фотоны, которые обеспечивают равновесие по (4) для рассмотренных здесь температур всегда существуют.

Обозначим через μ_i химический потенциал i -того типа частицы. Так как химический потенциал фотонов равен нулю, а нейтрино свободно уходят, то из (2) и (4) имеем

$$\mu_{e^-} = -\mu_{e^+}. \quad (7)$$

$$\mu_d = \mu_u + \mu_{e^-}, \quad (8)$$

$$\mu_s = \mu_u + \mu_{e^-}. \quad (9)$$

Условия равновесия по реакциям (3) автоматически следуют из (7)-(9).

Концентрации n_i , химические потенциалы μ_i фермионов (кварков и лептонов) и температура связаны соотношением

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{1 + \exp[(\varepsilon - \mu_i)/T]}, \quad (10)$$

где g_i - статистический вес частицы (2 для электронов и позитронов, 6 для кварков), а энергия частицы ε_i связана с импульсом p и массой m_i соотношением $\varepsilon_i = \sqrt{m_i^2 + p^2}$.

Здесь и в последующих формулах принята система единиц, по которой постоянная Планка \hbar , скорость света c и постоянная Больцмана k равны единице: $\hbar = 1, c = 1, k = 1$. Если $\exp(\mu_i/T) \gg 1$, то для значения интеграла в (10) можно использовать приближенную формулу [15,16]

$$\int_0^\infty \frac{f(x)dx}{1 + \exp[x-u]} \approx \int_0^u f(x)dx + \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{df}{dx} \right)_{x=u}. \quad (11)$$

В стабильных SS у кварков $\mu_i \approx 350 \div 600$ МэВ. Так что приближение (11) для них хорошее даже при $T = 10^{12}$ К (~ 100 МэВ). Для электронов и

позитронов это приближение справедливо только для невысоких температур. Из (10) и (11) для химических потенциалов кварков в первом приближении получим

$$\mu_i = \mu_{0i} \left(1 - \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\mu_{0i}} \right)^2 \right), \quad (12)$$

где μ_{0i} — химический потенциал данного сорта кварков с той же концентрацией n_i при $T=0$

$$n_i = \frac{g_i \mu_{0i}^3}{6\pi^2} \left[1 - \left(\frac{m_i}{\mu_{0i}} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (13)$$

В приближении $m_i=0$, холодная SQM симметрична, концентрации всех кварков одинаковы, а электроны отсутствуют.

$$\mu_u = \mu_d = \mu_s = \mu_0 = \pi^2 n^{1/3}.$$

Введем новые безразмерные переменные.

$$X = \mu_{0u}/\mu_0, \quad Y = \mu_{0d}/\mu_0, \quad Z = \mu_e/\mu_0, \quad \Theta = T/\mu_0, \quad \beta = m_s/\mu_0. \quad (14)$$

Уравнения (5), (6), (8) примут следующий вид.

$$Y - X - \frac{\pi^2}{3} \Theta^2 \left(\frac{1}{Y} - \frac{1}{X} \right) = Z, \quad (15)$$

$$X^3 + Y^3 + Z^3 \left[1 - \left(\frac{\beta}{Y} \right)^2 \right]^{3/2} = 3, \quad (16)$$

$$X^3 - 1 = \Theta^3 (\Phi(Z/\Theta) - \Phi(-Z/\Theta)), \quad (17)$$

где $\Phi(y) = \int_0^y \frac{x^2}{1 + \exp(x-y)} dx$.

3. *Уравнение состояния HSQM.* Для заданного n и Θ (плотности барионного заряда и температуры T), решая (15)-(17), найдем химические потенциалы и равновесный состав частиц.

Согласно модели мешка давление и энергия HSQM равны

$$P = \sum P_i - B, \quad \epsilon = \sum \epsilon_i + B, \quad (18)$$

где P_i и ϵ_i — парциальное давление и плотность энергии i -той частицы. Для этих величин будем использовать выражения для идеального ферми-газа [15,16]

$$P_i = \frac{1}{4\pi^2} \mu_{0i}^4 \left(1 - 3 \left(\frac{m_i}{\mu_{0i}} \right)^2 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\mu_{0i}} \right)^2 \right), \quad (19)$$

$$\epsilon_i = \frac{3}{4\pi^2} \mu_{0i}^4 \left(1 - \left(\frac{m_i}{\mu_{0i}} \right)^2 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\mu_{0i}} \right)^2 \right), \quad (20)$$

$$i = u, d, s,$$

а для ультрарелятивистских электронов и позитронов ($i = e^-, e^+$) [15,16]

$$\varepsilon_i = 3P_i = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^3 dp}{1 + \exp[(p - \mu_i)/T]} \equiv \frac{T^4}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{1 + \exp(x \mp Z/\Theta)} \equiv \frac{T^4}{\pi^2} F\left(\pm \frac{Z}{\Theta}\right), \quad (21)$$

где верхний знак соответствует электронам, а нижний - позитронам.

Согласно (18)-(21), получим

$$\varepsilon = 3P + \frac{3\mu_0^4}{2\pi^2} \beta^2 Y^2 + 4B, \quad P = \frac{1}{3} \varepsilon - \frac{\mu_0^4}{2\pi^2} \beta^2 Y^2 - \frac{4}{3} B. \quad (22)$$

В приближении $m_i = 0$ ($\beta = 0$) давление и плотность энергии связаны однозначно. По этой причине в этом случае кривая масса-центральная плотность ($M(\rho_c)$, $\rho_c = \varepsilon/c^2$) не зависит от температуры [13]. Отклонение от такой зависимости в (22) выражено через зависимость химического потенциала $\mu_s = Y\mu_0$ от температуры.

4. *Результаты численных расчетов.* Уравнения (15)-(17) решены численно. Для вычисления интегралов в (17) и (21) комбинированно использовано асимптотическое представление (11), или метод, аналогичный

Таблица 1

НЕКОТОРЫЕ ПАРАМЕТРЫ NSQM ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ КОНЦЕНТРАЦИИ БАРИОННОГО ЗАРЯДА n И ТЕМПЕРАТУРЫ T :

$n_i/n-1$ - отклонения относительных концентраций от симметричного ($n_u = n_d = n_s = n$) состава, μ_e - химический потенциал электронов, n_{e^-}/n - число электронов на один барионный заряд, n_{e^+}/n_{e^-} - число позитронов на один электрон, $n_{e^+}^*/n$ - число электронов на один барионный заряд, когда рождение электрон-позитронных пар игнорировано, Δ - относительное отклонение связи $\varepsilon = \varepsilon(P, T)$ от вида $\varepsilon = 3P + 4B$.

n см ⁻³	μ_0 МэВ	KT МэВ	$\frac{n_u}{n} - 1$	$\frac{n_d}{n} - 1$	$\frac{n_s}{n} - 1$	μ_e МэВ	$\frac{n_{e^-}}{n}$	$\frac{n_{e^+}}{n_{e^-}}$	$\frac{n_{e^+}^*}{n}$	Δ
$5 \cdot 10^{38}$	336	0	3.55 (-5)	0.149	-0.149	15.9	3.55 (-5)	0	3.55(-5)	0.037
		50	3.59 (-3)	0.147	-0.151	16.4	7.97 (-3)	0.55	7.86(-3)	0.033
		100	0.015	0.141	-0.156	17.2	0.055	0.73	0.052	0.024
$8 \cdot 10^{38}$	393	0	1.44 (-5)	0.109	-0.109	13.8	1.44 (-5)	0	1.44(-5)	0.029
		50	1.92 (-3)	0.108	-0.110	14.1	4.78 (-3)	0.60	4.73(-3)	0.026
		100	8.00 (-3)	0.104	-0.112	14.8	0.034	0.76	0.032	0.021
$1.5 \cdot 10^{39}$	484	0	4.25 (-6)	0.072	-0.072	11.3	4.25(-6)	0	4.25(-6)	0.020
		50	8.35 (-4)	0.071	-0.072	11.5	2.43(-3)	0.66	2.42(-3)	0.019
		100	3.45 (-3)	0.070	-0.073	11.9	0.018	0.80	0.017	0.016

Числа в скобках указывают порядок, который следует увеличить или уменьшить данное значение.

методу Гауса [16]

В табл.1 для различных значений плотности барионного заряда n и температуры T приведены значения $n_i/n-1$ (отклонения концентраций кварков от симметричного состава), а также относительное отклонение от закона $e=3P+4B$ - величина $\Delta=3\mu^4\beta^2 Y^2/2\pi^2\epsilon$ (см. (22)). Равенство

$\sum_{i=u,d,s} (n_i/n-1) = 0$, которое следует из (5) в табл.1 имеет место с точностью

округления этих величин. Из этой таблицы видно, что при повышении температуры избыток положительных u кварков возрастает, а концентрации отрицательных d и s кварков имеют тенденцию уменьшаться. Таким образом, при высоких температурах суммарный электрический заряд кварков больше, чем в холодном состоянии. Соответственно в HSQM больше и электронов. Количество электронов в HSQM частично увеличивается и за счет рождения электрон-позитронных пар. В этой таблице приведены значения количества электронов на один барионный заряд как с учетом, а также без учета рождения e^-e^+ пар. На рис.1 для трех значений концентрации барионного числа приведены зависимости отношения концентрации электронов n_e при температуре T к концентрации электронов n_{e0} при $T=0$. Верхние три кривые относятся ко всем электронам, а нижние к тем электронам, которые нейтрализуют положительный электрический заряд кварков. Отношение концентраций позитронов n_{e^+} и электронов n_{e^-} - в зависимости от температуры показано на рис.2. Как видно из этого рисунка, число пар при $T=100$ МэВ составляет ~80% от общего числа электронов. Из рис.1 видно, что при $T=100$ МэВ в HSQM

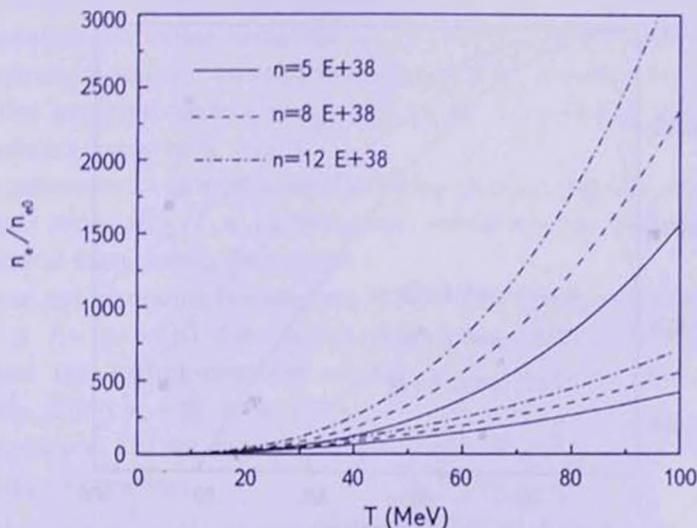


Рис.1. Отношение концентраций электронов n_e в горячей и n_{e0} в холодной SQM для значений плотности барионного заряда $n = \{5, 8, 12\} \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (верхние кривые) и $(n_{e^-} - n_{e^+})/n_{e0}$ (нижние кривые) в зависимости от температуры T .

количество электронов на три порядка больше, чем в холодном SQM. Несмотря на такой рост числа электронов, их общее количество остается на ~ 3 порядка меньше, чем количество кварков. Относительное отклонение

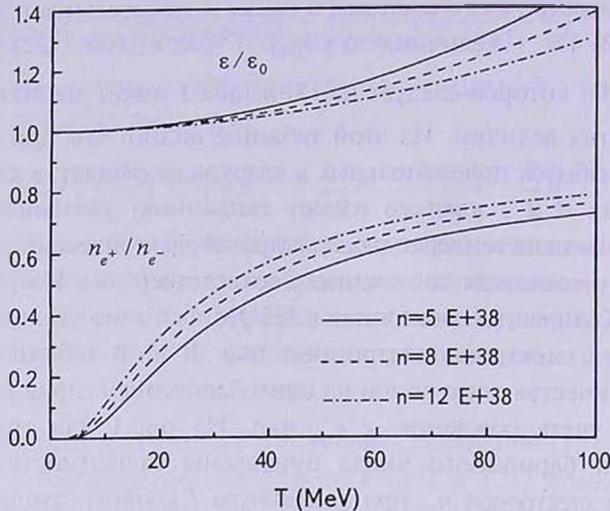


Рис.2. Отношение концентраций электронов и позитронов n_{e^+}/n_{e^-} и отношение плотностей энергии ϵ/ϵ_0 горячей и холодной SQM в зависимости от температуры T для значений концентрации барионного заряда $n = \{5; 8; 12\} \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$.

Δ от закона $\epsilon = 3P + 4B$ меньше 0.04 (см. табл.1). Это отклонение обусловлено наличием массы у s кварка и слабо зависит от температуры. На рис.3 показана зависимость относительного вклада $\Delta(n, T) - \Delta(n, 0)$ от

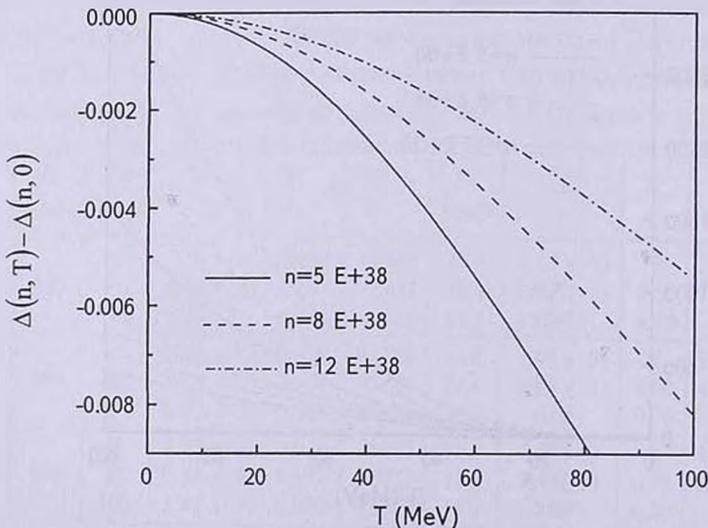


Рис.3. Относительное отклонение зависимости $\epsilon = \epsilon(P, T)$ от функционального вида $\epsilon = 3P + 4B$, обусловленное только температурой $\Delta(n, T) - \Delta(n, 0)$ в зависимости от температуры T для значений концентрации барионного заряда $n = \{5; 8; 12\} \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$.

температуры. Из (22) и рис.3 следует, что при постоянном значении плотности энергии с повышением температуры давление растет.

В холодном SQM в приближении $m_i = 0$ электроны отсутствуют. Однако при $T \neq 0$ рождаются электрон-позитронные пары, число которых в этом приближении зависит только от температуры среды. Действительно, в этом случае из (15)-(17) следует, что независимо от концентрации кварков и температуры $X = Y = 1$, $Z = 0$. Следовательно $\mu_e = \mu_{e^+} = 0$: концентрации электронов и позитронов равны. Если $kT \gg m_e c^2$, то электроны и позитроны ультрарелятивистские и в этом приближении имеем [16,18]

$$\varepsilon_e + \varepsilon_{e^+} = \frac{7}{4} a T^4, \quad P_e + P_{e^+} = \frac{7}{12} a T^4, \quad (23)$$

где $a = \pi^3 k^4 / 15 c^3 \hbar^3$ - постоянная плотности излучения.

Таким образом, в приближении $m_i = 0$ и $kT \gg m_e c^2$ отношение энергии пар (23) к энергии кварков (20) порядка $(kT/\mu_0)^4$, тогда как тепловые поправки к энергии кварков порядка $(kT/\mu_0)^2$. Поэтому в приближении $m_i = 0$ наличием электрон-позитронных пар можно пренебречь.

Как было сказано выше, плазменная частота кварковой среды ~ 20 МэВ. Фотоны с меньшей энергией в этой среде не могут распространяться. Низкоэнергетическая часть спектра равновесного излучения на этой частоте обрезается. Даже без учета этого обстоятельства плотностью энергии излучения можно пренебречь, так как эта энергия более высокого порядка, чем остальные тепловые поправки.

5. Выводы. Хотя в рассмотренном здесь случае тепловые поправки к уравнению состояния вещества могут достигать до 30-40%, однако они незначительно меняют функциональный вид уравнения состояния HSQM. Даже без интегрирования уравнений гидростатического равновесия для HSS можно заключить, что

1. кривые масса-центральная плотность энергии горячих изотермических странных звезд $M(\rho_c, T, m_i)$ с заданным значением массы странного кварка m_i должны быть очень близкими,

2. так как чем выше температура HSQM, тем ближе уравнение состояния $P(\varepsilon, T)$ к $P = (\varepsilon - 4B)/3$ (что имеет место в приближении $m_i = 0$). Следовательно все изотермические серии HSS находятся между кривыми $M = M(\rho_c, T = 0, m_i \neq 0)$ и $M = M(\rho_c, T = 0, m_i = 0)$.

Напомним, что все изотермические серии $M = M(\rho_c, T = 0, m_i = 0)$ совпадают друг с другом.

6. Критические замечания. Уравнение состояния HSQM определялось для простого варианта модели мешка MIT: константа кварк-глюонного взаимодействия α_s принималась равной нулю, постоянная мешка B считалась

независящей от плотности, а также не учтена возможность возникновения сверхтекучего состояния.

Учет зависимости параметра B от концентрации кварков несложен. Это не приведет к принципиальным различиям. Главное иметь хорошую аппроксимацию для $B = B(n)$.

В случае $\alpha_c \neq 0$ функциональные зависимости тепловых поправок к энергии и давлению (19,20) не изменяются, если в HSQM переход к сверхтекучему состоянию не произойдет. В противном случае необходимо использовать соответствующие выражения для этих поправок. Это отдельная задача.

7. *Заключение.* Когда температура T странного кваркового вещества меняется в интервале $0 \leq kT \leq 100$ МэВ, относительное отклонение связи $\varepsilon = \varepsilon(P, T)$ от вида $\varepsilon = 3P + 4B$ меньше одного процента

$$\frac{\varepsilon(P, T) - (3P + 4B)}{\varepsilon(P, T)} < 0.01,$$

$$0 \leq kT \leq 100 \text{ МэВ},$$

хотя изменение давления HSQM при постоянной концентрации кварков в этом интервале температур достигает $30 \div 40$ процентов.

Результаты интегрирования уравнений равновесия для горячих странных звезд с уравнением состояния (22) будут представлены в нашей второй работе.

Авторы выражают благодарность участникам семинаров кафедры теории волновых процессов и кафедры теоретической физики ЕГУ за обсуждения полученных результатов.

Ереванский государственный университет
Армения, e-mail: gevorg.hajyan@gmail.com

HOT STRANGE STARS. I. EQUATION OF STATE OF HOT STRANGE QUARK MATTER

G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

The equation of state of hot strange quark matter has been studied. It is determined based on the bag model MIT. It is shown that the pressure at the constant energy density is weakly dependent on the temperature T in the region $0 \leq T \leq 100$ MeV. In contrast to this, the pressure at the constant concentration

of quarks increases significantly with the increase in temperature.

Key words: stars: hot quark matter: equation of state

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.R. Bodmer*, Phys. Rev., D4, 160, 1971.
2. *E. Witten*, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
3. *A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorne, V.F. Weisskopf*, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
4. *E. Farhi, R.L. Jaffe*, Phys. Rev., D30, 2379, 1984.
5. *C. Alcock, E. Farhi, A. Olinto*, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
6. *P. Hansel, J.L. Zdunik, R. Shaefter*, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
7. *F. Weber, N.K. Glendenning*, Astrophys. J., 273, 579, 1991.
8. *Ю.Л. Вартамян, А.Р. Арутюнян, А.К. Григорян*, Астрофизика, 37, 499, 1994.
9. *G.S. Hajyan*, Astrophysics, 44, 3, p.387, 2001. (arXiv, Astro-ph/0307278, 2003).
10. *N.K. Glendenning, Ch. Kettner, F. Weber*, Phys. Rev. Lett., 74, 3519, 1995.
11. *N.K. Glendenning, Ch. Kettner, F. Weber*, Astrophys. J., 450, 253, 1995.
12. *Ю.Л. Вартамян, А.К. Григорян, Т.Р. Саркисян*, Астрофизика, 47, 223, 2004.
13. *A.G. Alaverdyan, G.S. Hajyan*, Journal of Physics: Conference Ser., 496, 1, 2014.
14. *G.H. Bordbar, A. Poostforush, A. Zamani*, Astrophysics, 54, 277, 2011. (arXiv: 1103, 2436v1).
15. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*, Статистическая физика, М., Наука, 1964.
16. *Г.С. Бисноватый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, М., Наука, 1989.
17. *Ю.Л. Вартамян, Ш.Р. Меликян, А.А. Шагинян*, Астрофизика, 55, 413, 2012.
18. *Я.Б. Зельдович, И.Д. Новиков*, Релятивистская астрофизика, М., Наука, 1967.

О НЕЛИНЕЙНЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛНАХ В СПИКУЛАХ И ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЯХ СУПЕРГРАНУЛ

Б. Б. ЧАРГЕЙШВИЛИ, М. Ш. ГИГОЛАШВИЛИ, Д. Р. ДЖАПАРИДЗЕ,
Н. Г. КАПАНАДЗЕ

Поступила 16 июня 2014

Принята к печати 19 сентября 2014

Исследуются быстрые магнетозвуковые волны, модулированные низкими частотами и распространяющиеся в цилиндрическом слое магнитных силовых трубок. Используя цилиндрические координаты, выводится уравнение Шредингера для осесимметричного случая. При определенных условиях уравнение имеет солитонное решение и исследуя это решение на устойчивость, оценивается инкремент модуляционной неустойчивости. Рассматривается применимость полученных результатов для хромосферных спикул и хромосферной сетки.

Ключевые слова: *Волны; спикулы; супергрануляция*

1. *Введение.* Важность исследования распространения МГД волн в фотосфере и хромосфере с высоко структурированным магнитным полем является несомненной. Наиболее интересными и непосредственными образованиями спокойного Солнца, которые по-видимому играют роль связующего звена слоев фотосферы и нижней хромосферы с более высокими слоями солнечной атмосферы, являются спикулы. Спикулы расположены в пограничных зонах супергрануляционных ячеек, которые соответствуют областям усиления магнитного поля. Таким образом спикулы и зоны усиленного магнитного поля между супергрануляционными ячейками являются более достоверными субъектами для передачи энергии в высокие слои солнечной атмосферы [1]. Существуют много моделей, описывающих формирование спикул [2-9].

Здесь мы не будем обсуждать преимущества или недостатки существующих моделей. Мы будем рассматривать спикулы как сформировавшиеся образования с уже установившимся магнитным полем и базисными плотностью и давлением, и исследовать их с точки зрения каналов, пропускающих МГД волны. Подобный подход мы уже использовали в предыдущей работе для спикул [10]. Другим объектом наших исследований является область усиления магнитного поля между ячейками супергрануляции и мы рассматриваем эту область как цилиндрический магнитный

слой. Мы используем цилиндрические координаты и полагаем, что магнитное поле, направленное по оси Z , является однородным в радиальном направлении. Методы наших исследований применимы и в том случае, когда магнитное поле супергранулы не является однородным в радиальном направлении, так как полученное нами решение основывается на применении аппроксимации цилиндрического слоя, толщина которого намного меньше по сравнению с его радиусом и в таком слое магнитное поле может считаться однородным.

2. *Нелинейные МГД волны.* Мы используем следующие уравнения:
Уравнение непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho V) = 0. \quad (1)$$

Уравнение энергии

$$\frac{\partial}{\partial t} P + (V \cdot \nabla) P + \gamma P (\nabla \cdot V) = 0. \quad (2)$$

Уравнение электромагнитной индукции

$$\frac{\partial}{\partial t} B = \nabla \cdot (V \cdot B), \quad \nabla \cdot B = 0. \quad (3)$$

Уравнение движения

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} V + (V \cdot \nabla) V \right) = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} (\nabla \cdot B) \cdot B. \quad (4)$$

Уравнение состояния идеального газа

$$P = \frac{k}{m} \rho T, \quad (5)$$

где ρ , P и T - соответственно плотность, давление и температура плазмы, V - скорость плазмы, B - напряженность магнитного поля, γ - адиабатическое соотношение, k - постоянная Больцмана и m - масса частиц.

Мы используем цилиндрические координаты (r, φ, z) .

Обозначим нормированные физические значения следующим образом: $b_j = B'_j/B_0$, $\rho = \rho'/\rho_0$, $p = p'/p_0$, $T = T'/T_0$, где B_0 , P_0 , ρ_0 и T_0 , соответственно, являются невозмущенными значениями напряженности магнитного поля по направлению оси Z и давления, плотности и температуры плазмы, B'_j , P' , ρ' и T' ($j=r, \varphi, z$) - соответственно, возмущения для напряженности магнитного поля и давления, плотности и температуры плазмы. Мы рассматриваем случай, когда имеет место азимутальная симметрия $\partial/\partial\varphi = 0$ и принимаем допущение, что азимутальные компоненты возмущенных значений для магнитного поля и скорости равны нулю ($b_\varphi, v_\varphi = 0$).

Уравнения (1)-(4) могут быть переписаны в следующем виде:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r b_r) + \frac{\partial}{\partial z} (b_z) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} b_r = \frac{\partial}{\partial z} v_r + N\{b_r\}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} b_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + N\{b_z\}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) + N\{\rho\}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} p = -\gamma \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) + N\{p\}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} v_r + c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial r} p - a^2 \frac{\partial}{\partial z} b_r + a^2 \frac{\partial}{\partial r} b_z = N\{v_r\}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} v_z + c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial z} p = N\{v_z\}, \quad (12)$$

$$p = \rho T, \quad (13)$$

где $a^2 = B_0 / (4\pi\rho_0)$ является скоростью Алфвена и $c^2 = \gamma(p_0/\rho_0)$ - скорость звука и нелинейные части уравнения определяются следующими выражениями:

$$N\{b_r\} = -\frac{\partial}{\partial z} (v_z b_r - v_r b_z),$$

$$N\{b_z\} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (v_z b_r - v_r b_z),$$

$$N\{\rho\} = -\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) \right),$$

$$N\{p\} = -\gamma \rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{\partial}{\partial z} v_z \right) - \left(v_r \frac{\partial}{\partial r} p + v_z \frac{\partial}{\partial z} p \right),$$

$$N\{v_r\} = -\left(\rho \frac{\partial}{\partial t} v_r + v_r \frac{\partial}{\partial r} v_r + v_z \frac{\partial}{\partial z} v_r - a^2 b_z \frac{\partial}{\partial z} b_r + a^2 b_r \frac{\partial}{\partial r} b_z + \rho v_r \frac{\partial}{\partial r} v_r + \rho v_z \frac{\partial}{\partial z} v_r \right),$$

$$N\{v_z\} = -\left(\rho \frac{\partial}{\partial t} v_z + v_r \frac{\partial}{\partial r} v_z + v_z \frac{\partial}{\partial z} v_z - a^2 b_r \frac{\partial}{\partial r} b_z + a^2 b_z \frac{\partial}{\partial z} b_r + \rho v_r \frac{\partial}{\partial r} v_z + \rho v_z \frac{\partial}{\partial z} v_z \right).$$

Если мы вычислим временное производное для уравнений (11)-(12) и подставим в них линейные выражения (7)-(10), то получим два следующих нелинейных уравнения:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} - (a^2 + c^2) \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \right] v_r - c^2 \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} v_z = N_1, \quad (14)$$

$$-c^2 \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r + \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] v_z = N_2, \quad (15)$$

где

$$N_1 = \frac{\partial}{\partial t} N\{v_r\} - c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial r} N\{p\} + a^2 \frac{\partial}{\partial z} N\{b_r\} - a^2 \frac{\partial}{\partial r} N\{b_z\}, \quad (16)$$

$$N_2 = \frac{\partial}{\partial t} N\{v_z\} - c^2 \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial z} N\{p\}. \quad (17)$$

Представим все возмущения как сумму быстро- и медленно меняющихся частей

$$F = f(r, z, t) e^{-i\omega t + ikz} + \text{complex conjugate} + \tilde{f}(r, z, t), \quad (18)$$

где f и \tilde{f} медленно меняющиеся функции.

Из уравнений (6)-(13) для медленно меняющейся части возмущений мы можем получить следующие выражения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{b}_r) + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{b}_z = 0, \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{b}_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{v}_r) = \langle N\{b_z\} \rangle, \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{p} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{v}_r) + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v}_z = \langle N\{p\} \rangle, \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{p} + c_0^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tilde{v}_r) + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{v}_z \right) = \langle N\{p\} \rangle, \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{v}_r + \frac{\partial}{\partial r} \tilde{p} - a^2 \frac{\partial}{\partial z} \tilde{b}_r - a^2 \frac{\partial}{\partial r} \tilde{b}_z = \langle N\{v_r\} \rangle, \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{v}_z + \frac{\partial}{\partial z} \tilde{p} = \langle N\{v_z\} \rangle, \quad (24)$$

$$\tilde{p} = \tilde{\rho} + \tilde{T}. \quad (25)$$

Здесь скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по быстрой фазе.

Предположим, что $\omega = ka$ и введем следующие обозначения: $R \equiv \varepsilon r + L \varepsilon^3 (z - vt)$ и $1 - (\omega/ka) \equiv M \varepsilon^2$, где v это скорость нелинейной волны, ε - малый параметр и $\varepsilon \propto 0(v_r/c_0)$, M и L - безразмерные параметры.

Используя следующие линейные соотношения между амплитудами для быстро меняющихся частей возмущений, которые определяются уравнениями (6)-(13):

$$v_z = -\frac{i \varepsilon c^2}{k(a^2 - c^2)} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + 0(\varepsilon^4), \quad (26)$$

$$b_z = -\frac{i \varepsilon}{ka} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + 0(\varepsilon^4), \quad (27)$$

$$\rho = -\frac{i\epsilon a}{k(a^2 - c^2)} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + O(\epsilon^4), \quad (28)$$

$$p = -\frac{i\epsilon a \gamma}{k(a^2 - c^2)} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R v_r) + O(\epsilon^4), \quad (29)$$

$$b_r = -\frac{v_r}{a} + O(\epsilon^4), \quad (30)$$

$$\frac{\partial}{\partial R} \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \bar{R} v_r = \frac{2k(a^2 - c^2)}{a^2} k^2 M v_r - 2ik\epsilon L \frac{(a^2 - c^2)(a - v)}{a^2} \frac{\partial}{\partial R} v_r + O(\epsilon^2) \quad (31)$$

и введя следующее обозначение:

$$\bar{\eta} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \bar{\xi}, \quad \bar{v}_r = \frac{\partial}{\partial t} \bar{\xi},$$

из уравнений (14) и (15) мы получим следующие два уравнения:

$$(a^2 + c^2) v \bar{\eta} - c^2 \bar{v}_z = \left(v - (a^2 + c^2) 2 \frac{(a - v)}{a^2} \right) |v_r|^2, \quad (32)$$

$$c^2 v \bar{\eta} + (v^2 - c^2) \bar{v}_z = \left(v \left(1 - 2 \frac{(a - v)}{a} \right) - c^2 2 \frac{(a - v)}{a^2} \right) |v_r|^2. \quad (33)$$

Простые преобразования приводят к следующим выражениям для $\bar{\eta}$ и \bar{v}_z :

$$(a^2 + c^2) (v^2 - c^2) v \bar{\eta} = \left[v \left(v^2 - 2 \frac{(a - v)}{a} c^2 \right) - (a^2 + c^2) (v^2 - c^2) 2 \frac{(a - v)}{a^2} \right] |v_r|^2, \quad (34)$$

$$(a^2 + c^2) (v^2 - c^2) \bar{v}_z = v \left(-2 \frac{(a - v)}{a} (a^2 + c^2) + a^2 \right) |v_r|^2. \quad (35)$$

Подставляя их в уравнения (19)-(25) мы получаем следующие выражения:

$$\tilde{b}_z = -\frac{\left(v^2 - 2 \frac{(a - v)}{a} c^2 \right)}{(a^2 + c^2) (v^2 - c^2)} |v_r|^2, \quad (36)$$

$$\tilde{\rho} = -\frac{(a - v)^2}{(a^2 + c^2) (v^2 - c^2)} |v_r|^2, \quad (37)$$

$$\bar{p} = \gamma \tilde{\rho}, \quad (38)$$

$$\tilde{b}_r = -\frac{1}{v} \tilde{v}_r, \quad (39)$$

$$\bar{T} = (\gamma - 1) \tilde{\rho}, \quad (40)$$

Заменяя значения, полученные с помощью уравнений (26)-(31), а также уравнений (34)-(40) и уравнений (16) и (18), и исключая v_z , мы получаем следующее нелинейное уравнение Шредингера с кубической нелинейностью:

$$d_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} u = [d_2 - u^2] u, \quad (41)$$

где

$$d_1 = \frac{4R_0^2 d_0}{k^2}, \quad d_2 = 2Md_0,$$

$$d_0 = \frac{R_0^2 (a^2 + c^2) (v^2 - c_T^2)}{L \left(v^2 - 2 \frac{(a-v)}{a} c^2 \right)}.$$

Если $d_1 > 0$ и $d_2 > 0$, тогда уравнение (45) имеет следующее единичное решение

$$u = \frac{u_{max}}{ch \left[x \left(\frac{d_2}{d_1} \right)^{1/2} \right]}, \quad (42)$$

где

$$u_{max} = \sqrt{d_2}. \quad (43)$$

Таким образом мы установили, что в цилиндрическом слое магнитной силовой трубки (с радиусом R_0 и толщиной слоя \sqrt{x}) распространяется модулированная нелинейная МГД волна, осесимметричная солитон скорость которой удовлетворяет следующим условиям:

$$d_0 > 0 \quad (44)$$

и

$$\omega/ka \leq 1. \quad (45)$$

3. *Модуляционная неустойчивость.* Рассмотрим модуляционную неустойчивость волны. Для этого в уравнении (45) сделаем следующую подстановку: $\omega \rightarrow \omega + i \frac{\partial}{\partial \tau}$, что приведет к следующему выражению

$$\frac{i}{ka} 2d_0 \frac{\partial}{\partial \tau} u - 2Md_0 u + u^2 u + d_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} u = 0. \quad (46)$$

Представим u в следующей форме

$$u = (u_0 + u_1) \exp i(\sigma_0 + \sigma_1), \quad (47)$$

где u_0 и σ_0 соответственно представляют невозмущенные амплитуду и фазу и $\sigma_0 = vx$, $v = \text{const}$, $u_0 = \text{const}$. А $u_1 = u_1(x, \tau)$ и $\sigma_1 = \sigma_1(x, \tau)$ являются возмущениями амплитуды и фазы, соответственно. Подставляя уравнение (47) в уравнение (46), для невозмущенного состояния мы получаем

$$v^2 = -\frac{d_2}{d_1} + \frac{u_0^2}{d_1}. \quad (48)$$

Представим возмущения для u_1 и σ_1 как:

$$u_1, \sigma_1 \propto \exp(i\mathcal{K}x - i\Omega t). \quad (49)$$

Подставляя уравнения (47) и (49) в уравнение (46), после его линеаризации, и приравнявая комплексную и реальную части к нулю, мы получим следующие два равенства:

$$i \left(d_1 2v\mathcal{K} - \frac{2d_0}{ka} \Omega \right) u_1 - a_1 \mathcal{K}^2 u_0 \sigma_1 = 0, \quad (50)$$

$$\left(u_0^2 - d_1 \mathcal{K}^2 \right) u_1 - i \left(2\mathcal{K} d_1 v - \Omega \frac{2d_0}{ka} \right) u_0 \sigma_1 = 0. \quad (51)$$

Уравнения (50) и (51) в конечном счете дают следующее дисперсионное соотношение:

$$\frac{4d_0^2}{k^2 a^2} \Omega^2 \left(\frac{d_1 v \mathcal{K} ka}{d_0 \Omega} - 1 \right) + d_1^2 \mathcal{K}^2 \left(\frac{u_0^2}{d_1} - \mathcal{K}^2 \right) = 0. \quad (52)$$

Принимая во внимание уравнение (34) при выполнении условия $\mathcal{K}^2 \ll \min \left(\frac{u_0^2}{d_1}, \frac{d_0^2 \Omega^2}{d_1^2 v^2 k^2 a^2} \right)$ из уравнения (39) мы получаем инкремент модуляционной неустойчивости в виде

$$\Gamma = R_0 \mathcal{K} a^2 \left(\frac{2M}{a^2 - c^2} \right)^{1/2} \frac{u_0^2}{|u_{\max}|^2}. \quad (53)$$

Подставив уравнения (53) и (43) в уравнение (40), и принимая во внимание что $a \gg c$, мы получаем

$$\bar{T} = -(\gamma - 1) \frac{(a - v)^2 (a^2 - c^2)}{(v^2 - 2c^2)} \frac{\Gamma^2}{L \mathcal{K}^2 R_0^2 a^4}. \quad (54)$$

Условие (44) удовлетворяется в двух случаях:

Чтобы исследовать поведение величины \bar{T} при условии, обусловленном уравнением (44), мы использовали физические величины характеризующие спикулы. Мы должны заранее оговорить сделанное нами допущение, что область возрастания магнитного поля между супергранулами характеризуется такими же физическими условиями как спикула и представить внешнюю границу супергранулы как цилиндрический слой заполненный спикульной плазмой. Таким образом мы рассматриваем два случая: 1) распространение солитона во внешнем цилиндрическом слое спикулы и его воздействие на физические условия в слое; 2) распространение солитона в цилиндрическом слое супергранулы и его возможное воздействие на общее поведение спикул окружающих супергранулу.

Мы используем следующие значения для вычислений: $a \approx 400$ км/с, $c \approx 20$ км/с, $R_{\text{спикулы}} \approx 800$ км/с, $R_{\text{спикула}} \approx 800$ км, $R_{\text{супергранула}} \approx 16000$ км и время жизни спикулы равно $t^* \approx 15$ мин.

Рис.1-3 показывают зависимости \bar{T} от v для трех разных случаев.

Как видно из рис.1, значение \bar{T} является достаточно малым и вряд ли может вызывать какие-либо значительные изменения в спикуле. Она может быть эффективна лишь в том случае, когда v находится вблизи

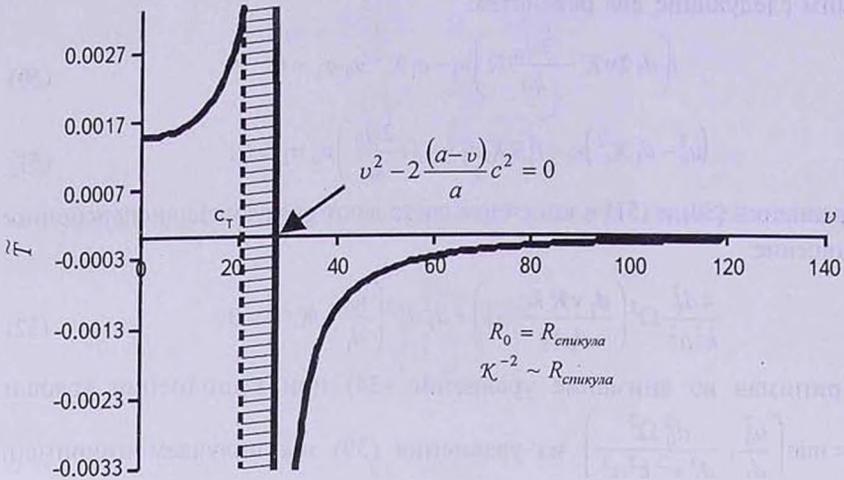


Рис.1. Заштрихованная область показывает диапазон v , когда не существует решения в виде солитона. Слева от заштрихованной зоны $\bar{T} > 0$ и солитон, распространяющийся вдоль цилиндрического слоя, вызывает нагревание плазмы. Справа от заштрихованной области $\bar{T} < 0$ имеет место охлаждение плазмы. Радиус цилиндра и характеризующая шкала равны радиусу спикулы.

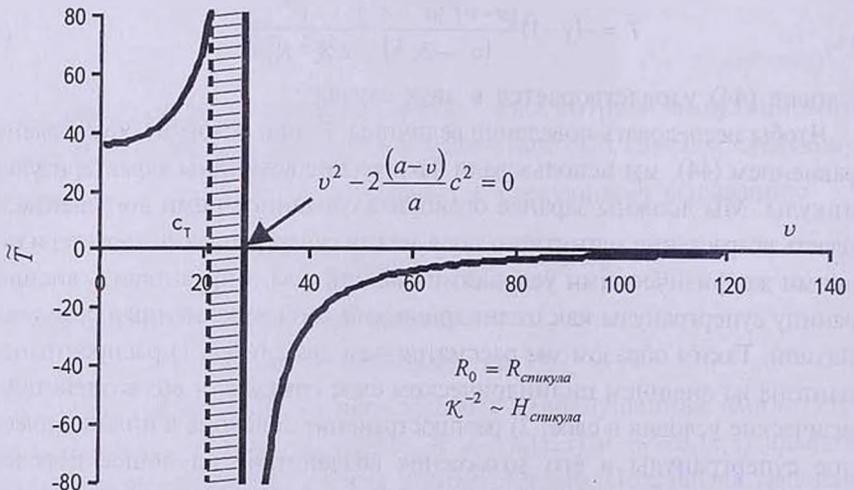


Рис.2. Заштрихованная область показывает диапазон v , где не существует решения в виде солитона. Слева от заштрихованной зоны $\bar{T} > 0$ и солитон, распространяющийся вдоль цилиндрического слоя, вызывает нагревание плазмы. Справа от заштрихованной области $\bar{T} < 0$ имеет место охлаждение плазмы. Радиус цилиндра равен радиусу спикулы и характеризующая шкала сравнима с высотой спикулы.

особенной точки, где $v^2 - 2 \frac{(a-v)}{a} c^2 = 0$, и так как вероятность реализации этого условия очень мала, мы не будем рассматривать этот случай.

Рис.2 показывает, что значение \bar{T} более чем достаточно для критических изменений физических условий в периферийных областях спикеры. Если значение v таково, что оно приходит на левую сторону заштрихованной области, тогда $\bar{T} > 0$ и распространение солитона вызывает нагревание плазмы в периферийных областях спикеры. Если значение v приходит на правую сторону заштрихованной области, тогда $\bar{T} < 0$ и распространение солитона вызывает существенное охлаждение плазмы в периферийных областях спикеры.

Рис.3 показывает, что при рассмотрении супергрануляционного цилиндрического слоя величина \bar{T} принимает значения вполне достаточные для существенного охлаждения или же нагревания цилиндрического слоя, вызывая тем самым изменения температуры и видимость всей группы спикер, окружающих супергранулу.

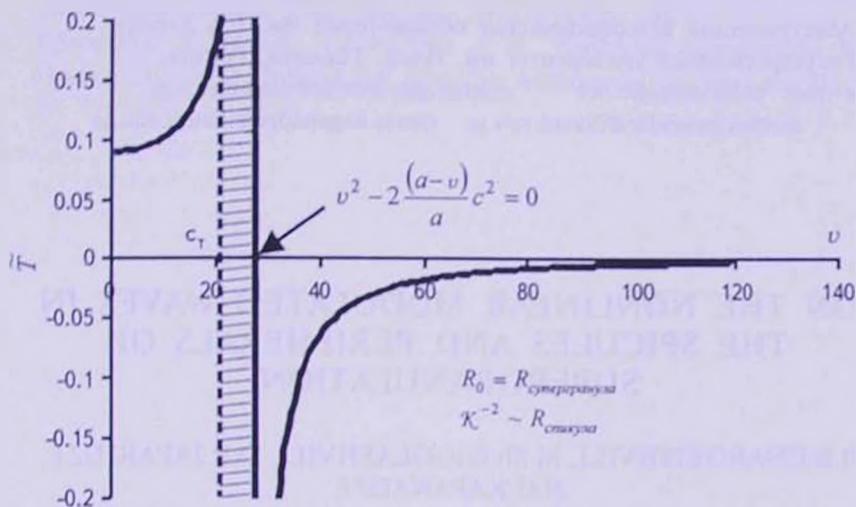


Рис.3. Заштрихованная область показывает диапазон v , где не существует решения в виде солитона. Слева от заштрихованной зоны $\bar{T} > 0$ и солитон, распространяющийся вдоль цилиндрического слоя, вызывает нагревание плазмы. Справа от заштрихованной области $\bar{T} < 0$ и имеет место охлаждение плазмы. Радиус цилиндра равен радиусу супергранулы и характеризующая шкала эквивалентна высоте спикеры.

4. **Дискуссия.** На основе некоторых ранних наблюдений, а также по наблюдениям с высоким разрешением, проведенных с помощью телескопа Solar Optical Telescope, находящегося на борту Hinode, было обнаружено, что большинству спикер показывают двухзвенную структуру на протяжении своего существования [11-12]. В рамках нашей теории феномен двухзвенной структуры можно легко объяснить. Мы предполагаем, что спикера с

двухзвеновой структурой имеет различные физические свойства вдоль радиального направления. Это различие может быть вызвано прохождением нелинейной модулированной Альфвеновской волны, солитона сквозь цилиндрический слой спикулы, тем самым вызывая охлаждение или нагревание периферийных областей спикулы. В центральной области вдоль оси спикулы цилиндрический слой с различной температурой может быть невидимым благодаря недостаточной оптической толщине, но ближе к периферийной области толщина увеличивается в $\sqrt{8n}$ раз (n есть отношение радиуса и толщины цилиндрического слоя) относительно центра. Таким образом наблюдатель увидит двухзвеновую структуру.

Применение наших результатов относительно к супергрануляционным ячейкам может объяснить некоторое общее поведение группы спикул. Выявлению четкой когерентности в поведении группы спикул мешает интерференция с волнами, возикающими в цилиндрических слоях соседних супергранул.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,
Государственный университет им. Ильи, Тбилиси, Грузия,
e-mail: b:dzina@aidio.net marina.gigolashvili@iliauni.edu.ge
darejan.japaridze@iliauni.edu.ge natela.kapanadze@iliauni.edu.ge

ON THE NONLINEAR MODULATED WAVES IN THE SPICULES AND PERIPHERALS OF SUPERGRANULATION

B.B.CHARGEISHVILI, M.Sh.GIGOLASHVILI, D.R.JAPARIDZE,
N.G.KAPANADZE

Fast magnetosonic waves, modulated by low frequency, propagating in cylindrical layer of magnetic flux tubes are studied. Using cylindrical coordinates and considering axisymmetric case nonlinear Schrodinger equation is derived. Under certain conditions the equation has solitary solution and studying stability of the solution the growth rate of modulation instability is estimated. It is considered applicability of the results to chromospheric spicules and chromospheric network.

Key words: *waves: spicules: supergranulation*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B. De Pontieu, T. Pereira, M. Carlsson, V.H. Hansteen, J. Martinez-Sykora*, American Geophys. Union, Fall Meeting 2013, SH23B-2105, 2013.
2. *P.G. Judge, B. de Pontieu, S.W. McIntosh, K. Olluri*, *Astrophys. J.*, **746**, 2, 9, 2012.
3. *A. Pardi, I. Ballai, A. Marcu, B. Orza*, *Solar Phys.*, **289**, 1203-1214, 2014.
4. *D.G. Wentzel, A.B. Solinger*, *Astrophys. J.*, **148**, 877, 1967.
5. *M. Kuperus, R.G. Athay*, *Solar Phys.*, **1**, 361, 1967.
6. *V.A. Krat, T.V. Krat*, *Solar Phys.*, **17**, 355, 1971.
7. *R.J. Defouw*, *Solar Phys.*, **14**, 42, 1970.
8. *Y. Uchida*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **21**, 128, 1969.
9. *A.D. Pataraya, A.L. Taktakishvili, B.B. Chargeishvili*, *Solar Phys.*, **128**, 333, 1990.
10. *A.D. Pataraya, B.B. Chargeishvili*, ESA Proceedings of the Joint Varenna-Abastumani International School and Workshop on Plasma Astrophysics, 105, 1986.
11. *B. De Pontieu, T.J. Okamoto, L. Rouppe van der Voort et al.*, American Geophysical Union, Fall Meeting, SH13B-1956, 2011.
12. *Y. Suematsu, K. Ichimoto, Y. Katsukawa et al.*, American Astronomical Society Meeting 210, 94.11, *Bull. of the American Astronomical Society*, **39**, 219, 2007.

ОБЗОРЫ

ПОЯС ГУЛДА

В. В. БОБЫЛЕВ^{1,2}

Поступила 24 июня 2014

Принята к печати 19 сентября 2014

Обзор посвящен проблемам, связанным с изучением пояса Гулда и Местной системы. В свете того, что пояс Гулда является ближайшим к Солнцу гигантским звездно-газовым комплексом, дана характеристика его звездной составляющей, входящих в него звездных ассоциаций и рассеянных скоплений, холодного атомарного, молекулярного, а также высокотемпературного коронарного газа и пыли. Затронуты вопросы, связанные с кинематическими особенностями пояса Гулда, рассмотрены наиболее интересные сценарии его происхождения и эволюции.

Ключевые слова: пояс Гулда; характеристика его звездной составляющей

1. *Исторические сведения.* Звезды спектральных классов O и B, видимые невооруженным глазом, определяют два больших круга на небесной сфере. Один из них проходит вблизи плоскости Млечного Пути, второй расположен к ней под небольшим наклоном, и известен как пояс Гулда. Наименьшей галактической широты звезды пояса Гулда достигают в районе созвездия Ориона, а наибольшей - в районе Скорпиона-Центавра.

Уже Гершелем [1] было отмечено, что часть ярких звезд южного неба расположена в виде отдельной структуры Млечного Пути с наклоном к галактическому экватору около 20° . Независимо от него Струве [2], комментируя особенности распределения звезд Млечного Пути, отмечал, что образующие на небесной сфере наибольшие сгущения звезды могут лежать в двух плоскостях со взаимным наклоном около 10° .

Гулдом [3,4] было выполнено детальное изучение этой структуры, определены галактические координаты полюса большого круга небесной сферы, вдоль которого группируются звезды, а также координаты узлов. Им было найдено значение наклона основной плоскости звезд до 4° к галактическому экватору равное 17° . Благодаря его работам, закрепился термин "пояс Гулда".

Шепли [5] дал отчетливую формулировку того, что в отличие от далеких шаровых скоплений, обрисовывающих Галактику, близкие (до 1 кпк) яркие звезды образуют своеобразную отдельную подсистему типа

местного скопления или местной системы. По его предложению это сгущение близких ярких В-звезд стали называть Местной системой.

С современной точки зрения термин "Местная система" представляется более содержательным, так как подразумевает принадлежность к рассматриваемой структуре не только отдельных близких звезд различных спектральных классов, но и систему близких звездных ассоциаций и рассеянных скоплений, наличие холодного атомарного, HI, молекулярного, H₂, а также высокотемпературного коронарного газа и пыли.

С появлением первых данных о лучевых скоростях, собственных движениях и расстояниях звезд был выявлен ряд кинематических особенностей ярких звезд спектральных классов O и B. Во-первых, было обнаружено наличие постоянного члена с величиной около +5 км/с. Впервые эта особенность была замечена Фростом и Адамсом в 1903г. и подтверждена Каптейном и Фростом [6] из анализа лучевых скоростей "Орионовых" звезд. По предложению Кэмпбелла [7], этот член стали называть К-членом или К-эффектом. Наличие положительного К-члена в основном интерпретируется как общее расширение звездной системы [8,9], и лишь небольшая его доля (≈ 1.5 км/с) может быть объяснена смещением спектральных линий в красную сторону спектра из-за гравитации массивных звезд, согласно теории относительности. Во-вторых, было показано, что для распределения остаточных скоростей O и B-звезд характерны малая дисперсия остаточных скоростей с величиной ≤ 10 км/с, а также заметное отклонение вертекса $20 \div 30^\circ$ от направления на центр Галактики [10,11,12].

На изучение структуры и кинематики Галактики существенную роль оказали работы Линдблада [13,14] и Оорта [15,16]. Было окончательно установлено наличие межзвездного поглощения света [17]; усилиями многих авторов развиты модели звездной эволюции; открыты O и T-ассоциации [18,19].

Все это в итоге привело к пониманию, что звезды, принадлежащие поясу Гулда, являются не только близкими, но и очень молодыми объектами, моложе ≈ 60 млн. лет, принимающими участие в дифференциальном вращении Галактики, причем их галактические орбиты близки к круговым. В ряде работ было показано, что наблюдаемые остаточные скорости звезд пояса Гулда можно интерпретировать либо как остаточное вращение всей системы, либо как совместный эффект вращения и расширения.

История ранних этапов изучения пояса Гулда отражена в монографии Бока [20]. Последовательное изложение ключевых вопросов, связанных с изучением пояса Гулда, с подробным библиографическим списком, можно найти в работах Фрогея, Стозерса [21], Ефремова [22] и Поппеля [23].

2. *Структура.* Пояс Гулда является ближайшим к Солнцу гигантским звездно-газовым комплексом. Подобные комплексы являются областями

активного звездообразования и наблюдаются не только в нашей Галактике [24], но и в других галактиках [22,25].

По современным оценкам пояс Гулда - это достаточно плоская система с полуосями $\approx 350 \times 250 \times 50$ пк, имеет наклон к галактической плоскости величиной $16 \pm 22^\circ$. Восходящий узел имеет направление $l_\Omega = 275^\circ \pm 295^\circ$. Солнце находится на расстоянии около 40 пк от линии узлов. Центр системы расположен на расстоянии около 150 пк во втором галактическом квадранте. Более точное значение направления на центр l_c зависит от возраста выборки, и по различным оценкам составляет от 130° до 180° .

Пространственное распределение звезд очень неравномерное - в радиусе ≈ 80 пк от центра наблюдается заметное падение их плотности, т.е. вся система имеет вид бублика. Ближе к центру этого бублика находится известное рассеянное скопление α Per (Melotte 20), возраст которого составляет около 35 млн. лет.

2.1. Звездный состав. Как отмечено Поппелем [26], можно уверенно говорить о принадлежности к поясу Гулда только относительно близких звезд не позднее спектрального класса B2.5. Однако их очень мало. Чтобы отнести к нему звезды других спектральных классов требуются разнообразные методы, позволяющие разделять звезды различных популяций, населяющих околосолнечную окрестность. В последнее десятилетие активно используются результаты космических рентгеновских наблюдений со спутников ROSAT¹, Chandra² и XMM-Newton³, наземных фотометрических в инфракрасном диапазоне 2MASS [27], а также астрометрических каталогов HIPPARCOS [28] и Tycho-2 [29].

Торрой и др. [30] выполнен анализ обширной выборки звезд HIPPARCOS спектральных классов O и B, расположенных от Солнца в радиусе $r < 2.0$ кпк. Для 2864 звезд оценивался индивидуальный возраст звезд на основе фотометрии Стремгрена. Относительная ошибка определения возраста для 88% звезд выборки оказалась меньше 100%. Был сделан вывод о том, что в радиусе $r \leq 0.6$ кпк около 60% рассмотренных звезд моложе 60 млн. лет принадлежат поясу Гулда.

В работе Шерёля и др. [31] получены оценки возраста 1077 близких ($r < 0.125$ кпк) звезд HIPPARCOS спектральных классов A и F на основе фотометрии Стремгрена. Средняя ошибка определения возраста составила около 30%, а для наиболее молодой фракции она достигла 100%. Распределение AF-звезд в зависимости от возраста имеет два пика: подавляющее большинство звезд сосредоточено в окрестности пика 650 млн. лет, около 400 звезд - в

¹ ROentgen SATellite, работал в период 1990-1999гг.

² Рентгеновский телескоп, работающий на орбите с 1998г.

³ Рентгеновский телескоп, работающий на орбите с 1999г.

окрестности пика 10 млн. лет. Можем сделать вывод о том, что 20 - 30% близких АF-звезд могут принадлежать поясу Гулда. Эта оценка находится в согласии с более ранним результатом Тэйлора и др. [32].

В близких ассоциациях и рассеянных скоплениях, входящих в пояс Гулда, обнаружено несколько сотен звезд типа Т Тельца. Это карлики поздних спектральных классов с массой $\approx 1M_{\odot}$ и возрастом несколько миллионов лет, не достигшие стадии Главной последовательности. Выявляются также звезды по излучению в линии $H\alpha$, содержанию лития, рентгеновскому излучению, положению на диаграмме Гершшпрунга-Рессела, быстрому осевому вращению ($v \sin i \approx 30$ км/с и более), а также кинематическим характеристикам.

Рентгеновское излучение в диапазоне 0.18-0.3 кэВ (ROSAT) позволяет регистрировать источники с температурой меньше 10^6 К (приблизительно позже G0 для звезд Главной последовательности). Значительное содержание лития свидетельствует о том, что уже образовавшаяся звезда находится на непродолжительной стадии, когда термоядерные реакции еще не начались. Таким образом, чем больше лития, тем звезда моложе. Сопоставление положения этих звезд на диаграмме Гершшпрунга-Рессела с подходящими изохронами позволяет выбрать наиболее молодые объекты. Связь между содержанием лития, возрастом и кинематикой ближайших молодых карликов продемонстрирована в работе Вихмана и др. [33].

На рис.1 дан пример отбора кандидатов в звезды типа Т Тельца из ассоциации Скорпиона-Центавра по данным работы [34]. На левом графике кандидаты отмечены открытыми кружками и крестиками, на правом графике кандидаты отмечены темными кружками.

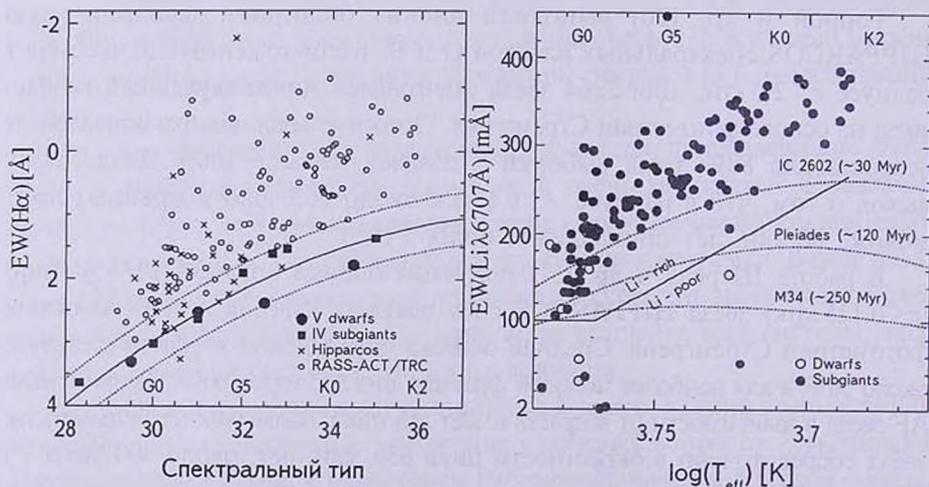


Рис.1. Пример отбора кандидатов в звезды типа Т Тельца из ассоциации Скорпиона-Центавра с использованием данных об эквивалентной ширине (EW): эмиссионной линии $H\alpha$ в зависимости от спектрального класса (слева) и линии поглощения Li I λ 6707 Å в зависимости от эффективной температуры (справа) по данным Мамаека и др. [34].

Звезды типа Т Тельца делят на несколько категорий: классические (CTTS, Classical T Tauri Stars) - это наиболее молодые объекты с возрастом менее 10 млн. лет, у них еще сохраняется пылевой диск; звезды с менее выраженными характеристиками (WTTS, Weak-Line T Tauri Stars) - уже старше и располагаются ближе к Главной последовательности; а также наиболее старые звезды этого типа (PTTS, Post-T Tauri Stars).

Представляют интерес и очень молодые массивные звездообразные сгущения с эмиссионным спектром - объекты Херbiga-Аро (широкий класс звезд обозначаются как HAeBe), которые также находятся на стадии звезд, не достигших Главной последовательности. В близких OB-ассоциациях, связанных с поясом Гулда, их обнаружено около десятка [35].

Отметим, что зафиксировано около 40 неотожествленных источников γ -излучения, с энергией выше 100 МэВ (прибор EGRET на борту CGRO¹), распределение которых имеет статистическую связь с поясом Гулда, однако, природа этих источников пока не ясна.

2.1.1. Движущиеся группы и рассеянные скопления звезд. Рассеянные скопления звезд (РСЗ) располагаются в широкой области солнечной окрестности, имеют надежные оценки расстояния и возраста, поэтому представляют большой интерес для изучения кинематики Галактики, пояса Гулда в частности. Появление каталогов HIPPARCOS и Tycho-2 позволило достаточно точно определять средние значения собственных движений РСЗ. Использование этих данных совместно с лучевыми скоростями позволяет выполнять трехмерный кинематический анализ.

Интерес представляет каталог COCD [36], имеющий полноту вплоть до $r = 0.8$ кпк. На основе каталога COCD была решена задача по выделению из общего фона РСЗ, принадлежащих поясу Гулда. Были использованы РСЗ с возрастом моложе 80 млн. лет. В итоге получена выборка из 23 РСЗ, вероятность принадлежности к поясу Гулда для которых оценена как $P_i = 68\%$, расположены они в радиусе $r < 0.5$ кпк. Значение P_i определялось на основе кинематики РСЗ.

Есть несомненные признаки того, что недавно обнаруженные близкие очень молодые РСЗ и движущиеся группы β Pic, TWA, Tuc/Hor, η Cha и ϵ Cha, также принадлежат поясу Гулда, являясь членами ассоциации Скорпиона-Центавра либо ее рассеянной короны. В предположении о том, что звезды РСЗ образовались одновременно, удастся определить возраст РСЗ путем сопоставления положения звезд на диаграмме Гершпрунга-Рессела с подходящими изохронами.

Как показано в работах [37,38], применение известного метода групповых параллаксов позволяет определять для звезд близких (расположенных не

¹ Compton Gamma-Ray Observatory, спутник работал в период 1991-2000гг.

далее 150 пк от Солнца) РСЗ, таких как Гиады, индивидуальные расстояния точнее, чем по параллаксам HIPPARCOS. Это, в свою очередь, позволяет "улучшить" вид диаграммы Герцшпрунга-Рессела.

Согласно современным представлениям, молодые рассеянные скопления звезд, являющиеся компактными, гравитационно связанными системами, входят в состав структур большего пространственного масштаба - в состав ассоциаций.

2.1.2. *Звездные ассоциации.* С появлением первых данных о спектральных классах ярких звезд многочисленными исследователями были выделены хорошо выраженные группировки звезд спектральных классов О и В, которые впоследствии, по предложению Амбарцумяна [18], стали называть ассоциациями.

Гипотеза о низкой пространственной плотности, и как следствие, динамической неустойчивости ассоциаций в поле приливных сил Галактики, также впервые была высказана Амбарцумяном [19]. Его оценки показали, что ассоциация должна рассеиваться не дольше, чем за $10^3 - 10^9$ лет. Как показано Блау [39], дифференциальное вращение Галактики приводит к тому, что расширяющаяся ассоциация, имевшая первоначально сферическую форму, вытягивается в эллипс, ориентация которого изменяется со временем.

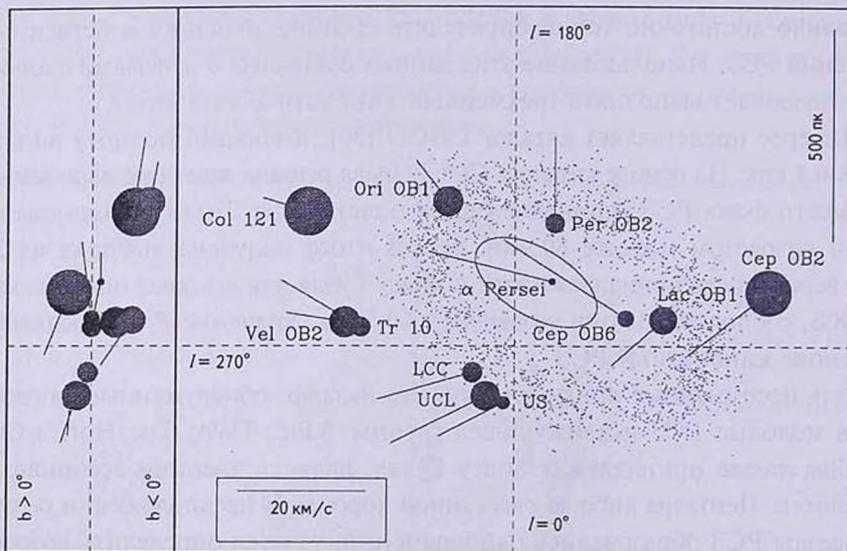


Рис.2. Пространственное распределение близких ОБ-ассоциаций в проекции на галактическую плоскость. Кружками отмечены размеры ассоциаций. Указаны векторы остаточных скоростей относительно местного стандарта покоя, освобожденные от дифференциального вращения Галактики. Рисунок взят из работы [42]. Эллипсом вокруг РСЗ α Per отмечена ассоциация Cas-Тав. Облаком точек схематично представлена модель пояса Гулда по Олано [44].

Ближайшей к Солнцу является ассоциация Скорпиона-Центавра. Первая оценка кинематического возраста этой ассоциации ≈ 20 млн. лет, была получена Блау [40] из анализа лучевых скоростей звезд, с использованием найденного им коэффициента расширения $K = 50$ км/с/кпк. Этот возраст соответствует времени, за которое звезда пробегает характерный радиус области, занимаемой ассоциацией. Критический обзор моделей образования ассоциации Скорпиона-Центавра можно найти в работе [41]. Ассоциации являются молодыми системами с продолжающимся процессом звездообразования. Ближайшие ассоциации представляют несомненный интерес для изучения пояса Гулда.

Подробное описание известных ОВ-ассоциаций в радиусе ≈ 1.5 кпк, и в том числе принадлежащих структуре пояса Гулда, с приложением отобранных звезд HIPPARCOS - их вероятных членов, представлен в работе Зева и др. [42]. В этот список вошли следующие ассоциации: Ser OB2, Lac OB1, Ser OB6, Per OB2, Cas-Tau, Sco-Cen (US, UCL, LCC), Tr 10, Vel OB2 и Col 121. Описание и звездный состав ассоциации Ori OB1 можно найти в работе Брауна и др. [43]. Распределение перечисленных ассоциаций в галактической плоскости показано на рис.2.

Как показано в работах [45,22], ОВ-ассоциации и молодые скопления (B2 и моложе) в пределах 3 кпк от Солнца могут быть объединены в комплексы с размерами 150-700 пк. Почти все из них содержат гигантские молекулярные облака с массой $\geq 10^4 M_{\odot}$. Многие из комплексов связаны с гигантскими облаками нейтрального водорода. В комплексах наблюдается иерархическая структура. Пояс Гулда - один из гигантских комплексов.

2.1.3. Местная система звезд, Сверхскопление, Сверхкомплекс.

Согласно Минеру [46,47], Местная система звезд, помимо участия в общем галактическом вращении, выказывает признаки вращения вокруг центра, не совпадающего с центром Галактики. На более обширном материале эта идея была проверена в работе Шацовой [48]. Ею было найдено собственное вращение Местной системы, совпадающее по направлению с галактическим. При этом Местная система рассматривалась как совокупность всех близких звезд. Задача по разделению ≈ 33000 звезд смешанного спектрального состава каталога Босса на фракции (по признаку участия в галактическом вращении) не ставилась. Поэтому, как отмечено Шацовой, полученные ею результаты носили предварительный характер. Размер анализируемой области пространства, задаваемой каталогом Босса, оценивался в 300-350 пк. Кинематике и динамике Местной системы уделено заметное место в монографии Огородникова [9].

Дальнейшее изучение Местной системы звезд на основе уравнений Шацовой было проведено Цветковым [49,50,51]. Во-первых, он показал, что систематические ошибки каталогов GC, N30, FK4 и FK5 не приводят

к существенным различиям в получении параметров Местной системы звезд. Во-вторых, с помощью данных из каталога HIPPARCOS им были получены решения отдельно для групп звезд, разбитых по спектральным классам и по удаленности от Солнца. В итоге удалось локализовать Местную систему на диаграмме Герцшпрунга-Рессела как систему звезд спектральных классов А-F Главной последовательности, обращающуюся около центра, расположенного в направлении $l = 253^\circ \div 9^\circ$; $b = -13^\circ \div 9^\circ$ на расстоянии 180 пк от Солнца. Вращение происходит против часовой стрелки, т.е. в обратную сторону по отношению к вращению Галактики с периодом около 140 млн. лет в плоскости, наклоненной к плоскости Галактики на 30° . На расстоянии свыше 300 пк от Солнца эффект Местной системы звезд в движениях звезд не обнаруживается.

Идея Сверхскопления разрабатывалась в работах Эггена [52,53]. Эгген объединяет несколько достаточно молодых скоплений в группу Плеяд (возраст 100-150 млн. лет) на основании близости их кинематики и называет эту группу "Местной ассоциацией". Для отбора членов ассоциации были использованы пространственные скорости звезд, для вычисления которых требуются высокоточные параллаксы. Складывается ощущение, что группа отобрана не вполне корректно. Действительно, в те годы имелись высокоточные тригонометрические параллаксы только для очень малой окрестности Солнца ≈ 50 пк, поэтому были использованы только ближайшие звезды. Списки Эггена для членов группы Плеяд, термин Местная ассоциация в настоящее время применяются, например, в работах [54,55].

В работе Бархатовой и др. [56] были проанализированы свойства ряда близких к Солнцу одиночных РСЗ различного возраста, а также некоторых комплексов РСЗ, и высказана гипотеза о принадлежности их к системе более высокого порядка - Сверхкомплексу. Диаметр Сверхкомплекса составил 2000 пк, его толщина 150 пк, к нему было отнесено 11 комплексов РСЗ и 4 одиночных РСЗ. Было показано, что Сверхкомплекс имеет остаточное вращение с угловой скоростью ≈ 12 км/с/кпк в том же направлении, что и вращение Галактики.

Сверхкомплекс имеет размеры, сопоставимые с рукавом Ориона. Идея о том, что пояс Гулда является частью рукава Ориона обсуждается достаточно давно, но наиболее законченное свое выражение она нашла в динамической модели Олано [44], о которой подробнее будет сказано в разделе 3.3.

2.2. Межзвездная среда.

2.2.1. *Нейтральный водород HI.* Уже анализ ранних наблюдений нейтрального водорода на волне 21 см показал, его распределение имеет связь с поясом Гулда [57,58].

В работах Линдблада [59,60] было показано, что в движении близких водородных облаков имеется такая же кинематическая особенность как у пояса Гулда - эффект общего расширения. Это нашло подтверждение в работах других авторов. Линдбладом была выделена и изучена область, обозначенная им как "деталь А", которую еще называют рингом Линдблада. Пространственные размеры ринга составляют $\approx 800 \times 500$ пк [61], центр его лежит во втором галактическом квадранте - близко к предполагаемому центру пояса Гулда. Отсюда следует, что пояс Гулда окружен гигантским облаком нейтрального водорода.

2.2.2. Молекулярные облака H_2 и зоны HII Непосредственное изучение распределения молекулярного водорода в Галактике затруднено тем, что в радиодиапазоне отсутствуют линии его излучения. Имеется надежный косвенный способ, основанный на относительном содержании

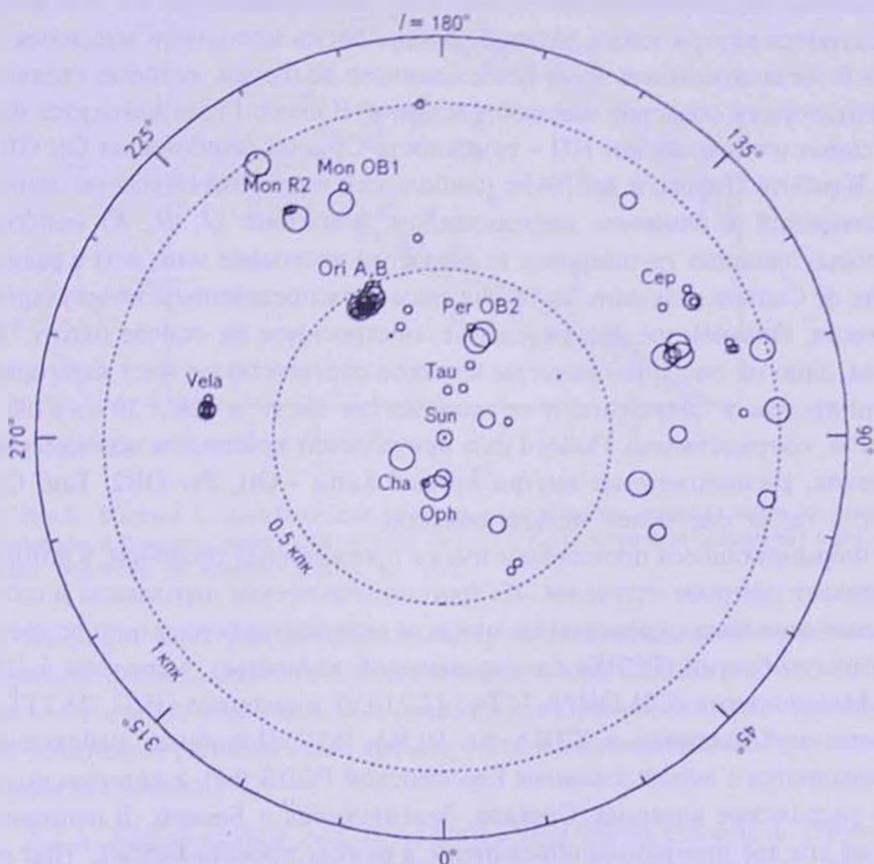


Рис.3. Пространственное распределение молодых звездных групп и РСЗ в радиусе 1 кпк от Солнца по данным Поррас и др. [64], поименованы крупные комплексы молекулярных облаков.

окси углерода CO и молекул H_2 , составляющий 6×10^{-5} . Поэтому радиолиния CO с длиной волны 2.6 мм оказалась удобным индикатором распределения молекулярного водорода. Подробное описание методов наблюдения в линии CO и каталог молекулярных облаков можно найти в работе Дэйма и др. [62].

Связь между поясом Гулда и низкоширотными ($|b| \leq 24^\circ$) молекулярными облаками, в их распределении и кинематике была изучена в работе Тэйлора и др. [32], в которой было показано, что движение облаков согласуется с моделью расширения пояса Гулда. Из анализа распределения по небесной сфере высокоширотных ($|b| \geq 25^\circ$) молекулярных облаков в работе [63] найдено, что они образуют две протяженные оболочки, связанные с двумя ближайшими OB-ассоциациями, входящие в пояс Гулда - Per OB3/Cas-Tau и Sco-Cen.

Существует очень тесная связь между молекулярными облаками и областями звездообразования в Галактике. Это обусловлено тем, что звезды образуются внутри таких облаков. Вокруг очень молодых и массивных O или B звезд возникают зоны ионизованного водорода, которые являются индикаторами областей звездообразования. В поясе Гулда находится одна из самых известных зон HII - туманность Ориона (ассоциация Ori OB1).

В работе Поррас и др. [64] с наибольшей полнотой отражены данные наблюдений в ближнем инфракрасном диапазоне (J, H, K) наиболее молодых звездных группировок (с возрастом несколько млн. лет) в радиусе 1 кпк от Солнца, показана их тесная связь с распределением молекулярных облаков. Полученное распределение, построенное на основе около 7200 звезд, дано на рис.3, где размеры кружков соответствуют трем категориям группировок в зависимости от количества звезд $n < 30$, $30 < n \leq 100$ и $n > 100$, соответственно. Поясу Гулда принадлежат комплексы молекулярных облаков, расположенные внутри круга 0.5 кпк - Ori, Per OB2, Tau, Cha, Oph, а также ряд более мелких облаков.

Формирующиеся протозвезды имеют протяженные оболочки, в которых возникает мазерное излучение. Их тригонометрические параллаксы и собственные движения определяются методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ) с очень высокой точностью, в среднем 5-10%.

Метанольные (CH_3OH , 6.7 ГГц, 12.2 ГГц) и водяные (H_2O , 22.2 ГГц), мазеры наблюдаются в США на VLBA [65]. Подобные наблюдения выполняются с использованием Европейской РСДБ [66], в которую входят три российские антенны: Светлое, Зеленчукская и Бадары. В настоящее время эти две программы объединены в рамках проекта BeSSeL¹ (Bar and Spiral Structure Legacy Survey, Брунталер и др. [67]). Радионаблюдения

¹ <http://www3.mpifr-bonn.mpg.de/staff/abrunthaler/BeSSeL/index.shtml>

водяных мазеров на частоте 22.2 ГГц [68] осуществляются по программе японского проекта VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry). Тригонометрические параллаксы ряда маломассивных близких звезд, связанных с поясом Гулда, определяются в рамках отдельной программы РСДБ-наблюдений радиозвезд в континууме [69,70].

В настоящее время различными группами радиоастрономов измерены тригонометрические параллаксы уже более 100 мазерных галактических источников [71], которые ассоциируются с массивными областями активного звездообразования. Программа наблюдений включает более 400 объектов. Пока это объекты северного полушария, но вскоре будут наблюдаться и мазеры южного неба.

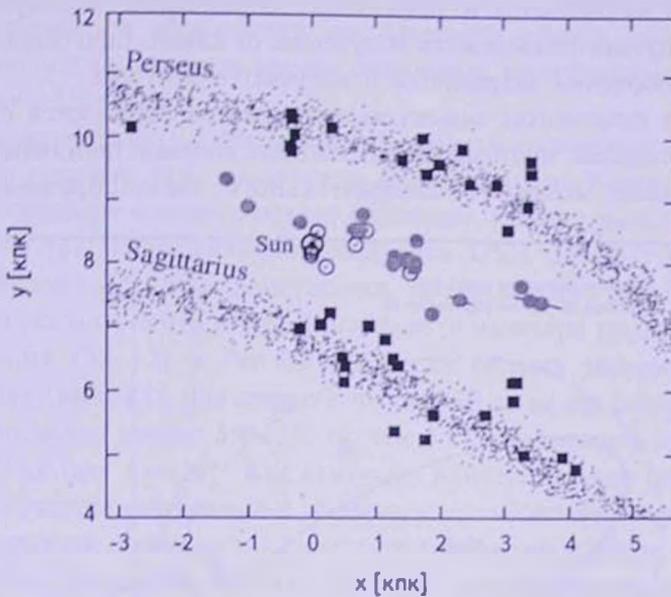


Рис.4. Мазеры с измеренными тригонометрическими параллаксами в отрезках ближайших к Солнцу спиральных рукавах Персея и Киля-Стрельца (квадраты) и местном рукаве (кружки) по данным Ксю и др. [72].

На рис.4 дано распределение мазеров с измеренными тригонометрическими параллаксами в широкой окрестности Солнца радиусом около 4 кпк. Отчетливо виден местный рукав (рукав Ориона), который трассирует как массивные (заполненные кружки), так и маломассивные протозвезды (открытые кружки).

2.2.3. *Коронарный газ.* С поясом Гулда тесно связана и структура межзвездного разреженного горячего газа с температурой $T \approx 10^6$ К в непосредственной окрестности Солнца радиусом 200-300 пк. Здесь известны такие области, как "Местный пузырь" (Local bubble) и Северный полярный шпур (North Polar Spur, либо Loop I superbubble).

Местный пузырь — это компактная область, практически свободная от поглощающей материи, поэтому была впервые обнаружена из анализа межзвездного покраснения звезд Фишджеральдом [73]. Построенные Сфейром и др. [74] карты распределения поглощения нейтрального газа в линиях NaI показывают наклон к плоскости Галактики, как у пояса Гулда.

Физические процессы, приводящие к возникновению пузырей в общих чертах таковы. В молодых рассеянных скоплениях звезд происходят многократные взрывы сверхновых. Это приводит к возникновению звездных ветров и образованию ударных волн, выметающих газ на периферию данной локальной области, где он образует сгущения в виде оболочек или протяженных стен. На границах оболочки плотность газа существенно возрастает, газ охлаждается и происходит образование молекулярных облаков. Если пузырь подвергается облучению от какой-либо сверхновой, то газ внутри оболочки нагревается и излучает в рентгене.

В холодных фрагментах молекулярных облаков образуются сгустки газопылевого вещества протозвезды, из которых впоследствии образуются звезды. Описание модели последовательного звездообразования в

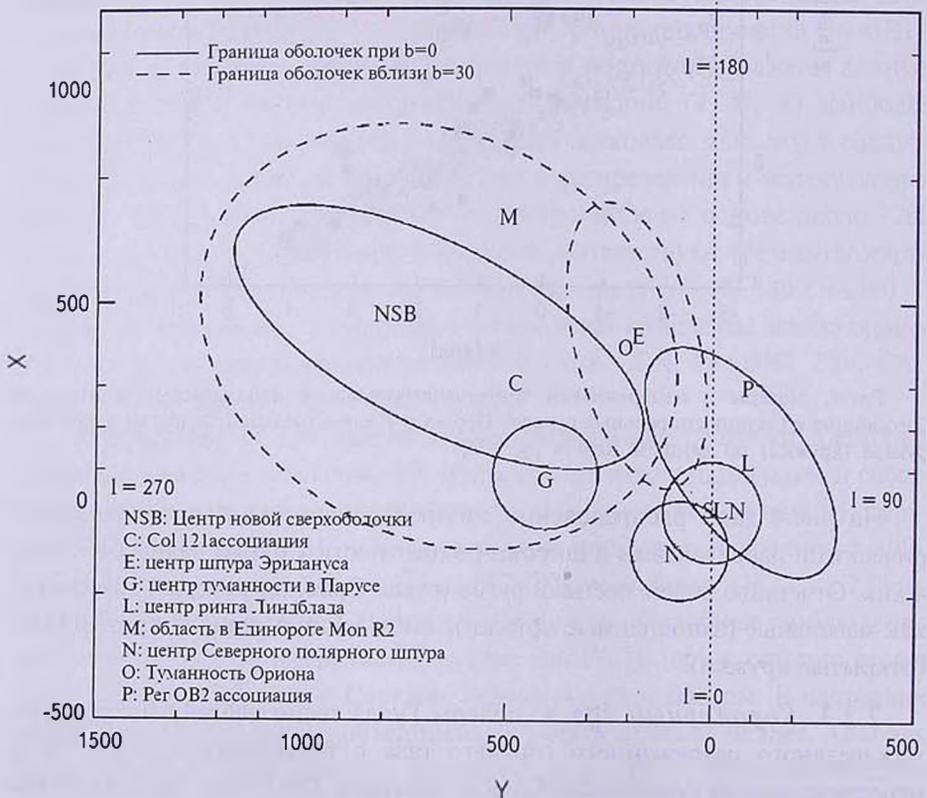


Рис.5. Пространственное распределение областей коронарного газа, согласно Хейлесу [82], кругом с Солнцем в центре обозначен Местный пузырь.

молекулярных облаках, связанных с ОВ-ассоциациями, можно найти в работе Прейбыша, Зиннскера [75] на примере ассоциации Скорпиона-Центавра.

Наиболее реалистичной теорией происхождения Местного пузыря, по мнению Бергхофера, Брейтшверлта [76], является гипотеза о многократном, но не одновременном, а растянутом по времени, взрыве около 20 сверхновых в последние 10-20 млн. лет. В настоящее время в районе пояса Гулда обнаружены 7 нейтронных звезд [77,78], которые вполне могут быть остатками таких сверхновых.

Время существования пузыря или каверн очень не продолжительное по сравнению с возрастом пояса Гулда, поэтому в работах [79-81] обосновывается точка зрения о том, что наиболее подходящими объектами, ответственные за образование как Местного пузыря, так и Северного полярного шпура, являются взрывы сверхновых, произошедшие в ассоциации Скорпиона-Центавра.

В радиусе около 0.8 кпк от Солнца известны подобные области разреженного горячего газа: туманность в Парусе (Gum Nebula), комплекс в Орионе-Эридане (связан с петлей Барнарда), а также выявленная недавно Хейлесом [82] гигантская сверхоболочка GSH 238+00+09 (NSB, New Super Bubble). Их пространственное распределение дано на рис.5, на котором указаны центр ринга Линдблада (и нанесена модель Олано), ОВ-ассоциации Col 121 и Peg OB2, а также область звездообразования в Единороге (Mon R2). Для сверхоболочки NSB даны два контура: сплошной линией отмечен эллипс 550×217 пк при $b = 0^\circ$, пунктиром отмечен эллипс 605×480 пк при $b = -30^\circ$. Как отмечено Хейлесом, из-за ошибок в определении расстояний реальные границы сверхоболочки могут быть совершенно другими, особенно это касается ее вытянутого контура, обозначенного на рисунке сплошной линией. Причина возникновения сверхоболочки GSH 238+00+09 пока не выяснена.

Кроме того, в околосолнечной окрестности известна крупномасштабная структура разреженного горячего газа под названием Большой Провал (Great Rift). Вдоль границ Большого Провала располагаются плотные облака газа и пыли.

2.2.4. *Пыль.* Общая масса межзвездной пыли в околосолнечной окрестности составляет всего около 1% от общей массы имеющегося водорода [57,58]. Темные пылевые облака представляют серьезную проблему при оценках фотометрических расстояний до звезд или РСЗ. Ряд авторов высказывает мнение о том, что Местная система является чисто виртуальной, проявляющейся из-за неравномерности распределения поглощающей материи [36].

В настоящее время большой интерес для восстановления истории звездообразования представляет наблюдение пыли, сосредоточенной в дисках вокруг отдельных молодых звезд. На решение этой задачи направлен проект JCMT (James Clerk Maxwell Telescope), который будет выполнять наблюдения областей звездообразования, принадлежащих поясу Гулда, в течение 2007-2009гг. в субмиллиметровом диапазоне [83]. Подробный обзор свойств межзвездной среды в околосолнечной окрестности можно найти в работе Фриш [84].

2.3. *Кинематика.* Отметим некоторые результаты, полученные различными авторами до и после космического эксперимента HIPPARCOS. В работе Вестина [85] на основе линейной модели Огородникова-Милна был выполнен анализ ≈ 1500 звезд спектральных классов O-A0 в окрестности Солнца плюс еще 500 дополнительных ярких звезд. Возраст индивидуальных звезд оценивался с использованием 4-х цветной и H β фотометрии Стремгрена. Привлечены были доступные лучевые скорости, а также собственные движения звезд из каталога FK4. Критерием принадлежности к поясу Гулда служило ограничение на возраст звезд $\tau < 30$ млн. лет.

Линдбладом и др. [86] сходный анализ был проведен с использованием ≈ 2440 OB-звезд HIPPARCOS, для которых имелась фотометрия Стремгрена. Помимо критерия $\tau < 30$ млн. лет, принадлежащими к поясу Гулда считались звезды, расположенные внутри ринга Линдблада.

Комероном [87] был применен метод эпициклического приближения для анализа движений ≈ 300 наиболее молодых OB-звезд HIPPARCOS по z-координате. Была найдена пространственная ориентация оси вертикальных колебаний в плоскости, перпендикулярной галактической, скорость вертикальных колебаний найдена равной 6.5 ± 1.8 км/с/кпк.

В работе Торры и др. [30] на основе линейной модели Огородникова-Милна был выполнен обширный анализ ≈ 2500 OB-звезд HIPPARCOS, с привлечением доступных данных о лучевых скоростях звезд. Было

Таблица 1

ПОСТОЯННЫЕ ООРТА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВОЗРАСТА ОБ-ЗВЕЗД

Возраст, млн. лет	n.	A км/с/кпк	B км/с/кпк	C км/с/кпк	K км/с/кпк	Источник
<30	275	-8.5 ± 2.7	-24.5 ± 2.7	10.5 ± 2.7	7.4 ± 2.7	[85]
<30	144	-6.1 ± 4.1	-20.6 ± 5.2	2.9 ± 3.7	11.0 ± 3.5	[86]
<30	361	5.7 ± 1.4	-20.7 ± 1.4	5.2 ± 1.4	7.1 ± 1.4	[30]
>60	445	15.1 ± 3.6	-11.8 ± 3.6	-9.2 ± 3.6	-2.5 ± 3.6	[86]
не члены	291	13.7 ± 1.0	-13.6 ± 0.8	0.8 ± 1.1	-1.1 ± 0.8	[86]
>60	932	11.8 ± 1.5	-11.0 ± 1.4	-0.9 ± 1.5	-3.5 ± 1.7	[30]
0.6-2 кпк	449	13.0 ± 0.7	-12.1 ± 0.7	0.5 ± 0.8	-2.9 ± 0.6	[30]

показано, что значения параметров Оорта существенно зависят от возраста звезд, тщательно изучен К-эффект. Для ОВ-звезд моложе 60 млн. лет значение скорости расширения достигает величины 7.1 ± 1.4 км/с/кпк при среднем радиусе выборки 100 пк, на более далеком от Солнца расстоянии эта скорость становится отрицательной и определяется с большими ошибками. Специально выполненный эксперимент показал, что эффект расширения сохраняется даже в том случае, если исключить из рассмотрения звезды ассоциаций Скорпиона-Центавра и $Or\ OVI$. Этот результат интересен потому, что ОВ-ассоциации имеют свое собственное заметное расширение, и на этом основан кинематический метод оценки их возраста [40].

В табл.1 даны параметры линейной модели Огородникова-Милна - постоянные Оорта A , B , C и K , которые были определены в работах [85,86,30] для членов пояса Гулда (верхняя часть таблицы) и не членов пояса Гулда (средняя часть таблицы). При этом, рассматривались близкие звезды в окрестности радиусом ≈ 600 пк. В самой нижней части таблицы постоянные Оорта A , B , C и K характеризуют дифференциальное вращение Галактики. Во второй колонке указано количество звезд, n . Как можно видеть из таблицы результаты различных авторов согласно показывают, что параметры Оорта, найденные по звездам пояса Гулда, имеют существенные отличия от параметров галактического вращения.

Бобылев [88] на основе выборки из 49 близких РСЗ со средним возрастом 32 млн. лет показал, что пояс Гулда участвует в нескольких движениях. Во-первых, помимо участия в общем вращении Галактики, весь комплекс в целом движется относительно местного стандарта покоя со скоростью 10.7 ± 0.7 км/с в направлении $l = 274^\circ \pm 4^\circ$, $b = -1^\circ \pm 3^\circ$. Во-вторых, имеется остаточное вращение и расширение системы. В качестве параметров кинематического центра были приняты значения $l_0 = 128^\circ$ и $R_0 = 150$ пк. Остаточные скорости достигают максимальной величины -4.3 ± 1.9 км/с для вращения и 4.1 ± 1.4 км/с для расширения при расстоянии от кинематического центра ≈ 300 пк.

Отметим, что при анализе кинематики пояса Гулда важную роль играет учет влияния спиральной структуры Галактики. Однако параметры спирального узора, такие как количество рукавов, угол закрутки, скорость вращения узора и значение фазы Солнца в спиральной волне известны плохо. В работе Бобылева, Байковой [89] изучена выборка из 220 звезд, часть из них - в основном далекие звезды спектральных классов $O-B2.5$, остальные (принадлежащие поясу Гулда) - массивные В-звезды HIPPARCOS с ошибками параллакс не более 10%. На рис.6 даны галактоцентрические радиальные скорости этих звезд в зависимости от галактоцентрического расстояния R . Хорошо видна волна с длиной около 3 кпк и амплитудой около 10 км/с, которая связана с влиянием галактической спиральной

волны плотности в скоростях звезд. В работе показано, что возмущение в радиальных скоростях имеет близкую фазу как для далеких, так и для близких звезд. На рисунке нанесена прямая, которая соответствует градиенту скорости $dV_R/dR = 40$ км/с/кпк. Этот градиент является частью классического кинематического К-эффекта, о котором мы уже говорили в самом начале:

$$K = 0.5 \left[\frac{\partial V_R}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{V_R}{R} \right].$$

Эта прямая показывает, что "наблюдаемое"

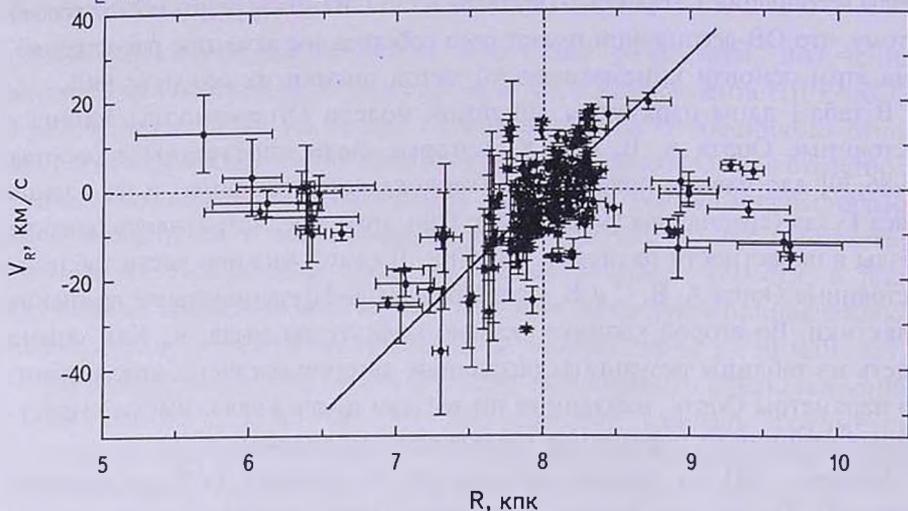


Рис.6. Галактоцентрические радиальные скорости выборки из 220 звезд спектральных классов O-B2.5 в зависимости от галактоцентрического расстояния R по данным [89], положение Солнца отмечено вертикальной пунктирной линией.

расширение Местной системы звезд (пояса Гулда, в частности) является по своей сути проявлением локального возмущения, вызванного спиральной волной плотности. Параметры скоростей возмущения от спиральной волны в остаточных скоростях вращения звезд, найденные по близким (пояс Гулда) и далеким звездам, различаются. Особенно это заметно по значению фазы Солнца в спиральной волне. Это говорит о том, что пояс Гулда может обладать собственным остаточным вращением, не связанным с влиянием спиральной волны плотности.

2.4. Возраст. Для оценки возраста пояса Гулда использовались различные методы. В работе Фрогеля и Стозерса [21] дан интересный обзор таких методов, мы повторим его подход с добавлением современных результатов.

Оценки возраста пояса Гулда на основе найденного коэффициента расширения как по звездам, так и по газовым облакам [21,60,85,87,90-94] дают значения в интервале 30-70 млн. лет (в обзоре [21] дан более широкий интервал 30-220 млн. лет).

Оценки возраста пояса Гулда на основе движения вертекса [9] дают значения в интервале 20-70 млн. лет. Оценки возраста индивидуальных звезд пояса Гулда с использованием, например, фотометрии Стремгрена [30] показывают, что этой структуре принадлежат звезды с возрастом <90 млн. лет. Для РСЗ и ОВ-ассоциаций получены оценки возраста на основе сопоставления с изохронами, которые показывают, что поясу Гулда принадлежат РСЗ с возрастом <80 млн. лет [36], средние возрасты отдельных ОВ-ассоциаций не превышают 50 млн. лет [42].

Все перечисленные результаты находятся в хорошем согласии между собой. В настоящее время обычно полагают, что средний возраст пояса Гулда составляет ≈ 60 млн. лет.

Рядом авторов было найдено собственное вращение пояса Гулда [48,95,61,94,88]. Оценки возраста пояса Гулда, полученные с использованием угловой скорости его вращения дают значения в интервале 50-500 млн. лет, и наиболее сильно отличаются от оценок, сделанных на основе других методов. Отметим, что близкое к нижней границе данного интервала значение ≈ 80 млн. лет этим способом получается на основе угловой скорости вращения Местной системы $-1.63^\circ/(100 \text{ лет}) = -77 \text{ км/с/кпк}$, найденной в работе Шацовой [48]. Анализ современных данных не подтверждает такого большого значения этой величины. Современные определения угловой скорости собственного вращения пояса Гулда дают значение от -25 км/с/кпк до -20 км/с/кпк [61,88], в этом случае оценка периода обращения составляет $200+300$ млн. лет. Указанный парадокс пока не разрешен.

2.5. *Масса.* В табл.2 даны значения оценок массы пояса Гулда и его

Таблица 2

ОЦЕНКИ МАССЫ ПОЯСА ГУЛДА И ЕГО ОТДЕЛЬНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ

Компонента	Возраст млн. лет	Радиус пк	Масса M_\odot	Источник
Звезды	-	≈ 500	$10^4 - 10^5$	[58]
	45 - 90	500	5×10^5	[32]
H1	-	≈ 500	2.6×10^5	[58]
	60	≈ 600	1×10^6	[59]
	30	≈ 300	1.2×10^6	[96]
	16	≈ 300	3.3×10^5	[12]
	26	≈ 300	2.4×10^5	[93]
H2	≤ 60	≈ 300	4×10^5	[32]
Пыль	-	≈ 500	6×10^5	[58]
Масса в центре	20 - 40	<500	$\approx 1 \times 10^6$	[61]
	32	<500	1.5×10^6	[88]

отдельных составляющих, которые были получены различными авторами на основе различных данных и методов.

В работе Дэвиса [58] оригинальные оценки массы нейтрального водорода и пыли получены с учетом их концентрации на основе результатов обширной наблюдательной программы водородных линий в радиодиапазоне. Найденная им оценка массы всех звезд различных спектральных классов, принадлежащих поясу Гулда, имела предварительный характер.

Линдбладом [59] масса нейтрального водорода оценена на основе анализа оригинальных радионаблюдений на волне 21 см. Оценка массы нейтрального водорода в работе Олано [96] была получена исходя из предположения о взрыве сверхновой, последующего разлета и торможения образовавшейся оболочки. Исходя из аналогичных предположений, оценивалась масса пояса Гулда в работах [32,12,93]. Отличие этих оценок от Олано [96], как отмечают авторы этих работ, главным образом вызвано применением других значений плотности звезд в околосолнечной окрестности.

Для оценки общей массы молекулярных облаков H_2 , принадлежащих поясу Гулда, в работе Тэйлора и др. [32] были переработаны данные Линдса [97] с учетом распределения материи, характерного для пояса Гулда. Общая масса звезд пояса Гулда оценивалась достаточно тщательно, с использованием начальной функции масс, которая строилась на основе данных различных авторов.

В работах Линдблада [61] и Бобылева [88] были сделаны вириальные оценки - Линдбладом из анализа кинематики наиболее молодой фракции ОВ-звезд HIPPARCOS, Бобылевым из анализа кривой вращения 49 РСЗ и ассоциаций, принадлежащих поясу Гулда. Данный подход основан на предположении о том, что вся масса сосредоточена в центре, а движения звезд подчиняются кеплеровскому закону. Метод дает оценку всей гравитирующей массы в заданном объеме пространства.

Как видно из табл.2, основной вклад в массу пояса Гулда дает нейтральный водород. Поэтому пояс Гулда справедливее называть газово-звездным комплексом.

3. *Сценарии образования.* Предложено несколько сценариев образования пояса Гулда. Согласно первому, к его образованию привел взрыв сверхновой. Согласно второму, к его образованию привело столкновение высокоскоростных облаков нейтрального водорода с диском Галактики. Согласно третьему, образование пояса Гулда является этапом кинематической эволюции Рукава Ориона.

Как отмечено в работе Поппеля [26], в целом процесс звездообразования в околосолнечной окрестности мог быть спровоцирован прохождением рукава Киля-Стрельца через эту область. Определенную роль также может

играть процесс спонтанного возникновения и распространения звездообразования.

3.1. *Взрыв сверхновой.* Подход основан на предположении Блау [98] о том, что пояс Гулда мог образоваться в результате расширения чрезвычайно ускоренного газа из очень малого пространственного объема, т.е. взрыва. В результате такого взрыва образуется расширяющаяся оболочка. В качестве источника звездного ветра или взрыва Блау [99,100] рассматривал звезды OB-ассоциации Cas-Tau. В настоящее время эта ассоциация рассеяна на значительном пространстве, а в центре ее находится скопление α Per (рис.2). В целом, распределение ближайших OB-ассоциаций, принадлежащих поясу Гулда, не во всем удовлетворяют предсказаниям данной модели, поэтому Блау [100] делает вывод о том, что модель не полна.

Все же на основе модели о взрыве сверхновой получен ряд важных результатов в работах Олано [96], Морено и др. [12], Поппеля, Марронетти [101], а также Перро, Гренье [93].

В работе Олано [96] была рассмотрена газодинамическая модель образования пояса Гулда со значительной первоначальной скоростью расширения (≈ 20 км/с) первичного облака водорода. Из-за торможения газа, вызванного сопротивлением окружающей среды, скорость расширения упала до нуля. По представлению данной модели, граница нулевых скоростей и очерчивает внешнюю границу пояса Гулда. Был найден эллипс с полуосями 364×211 пк с центром $l_0 = 131^\circ$ и $R_0 = 166$ пк (рис.2). О других найденных в работе Олано параметрах уже было сказано выше.

Линдбладом [61] была предложена модель собственного дифференциального вращения и расширения пояса Гулда, который рассматривался в качестве гравитационно-связанной системы, с угловой скоростью $\omega_0 = -24$ км/с/кпк, совпадающей по направлению с галактическим вращением, а также расширение системы с коэффициентом угловой скорости $\rho_0 = 20$ км/с/кпк, при найденных параметрах центра $l_0 = 127^\circ$ и $R_0 = 166$ пк. Эта модель учитывает наклон диска к галактической плоскости 20° , она была построена с привлечением результатов анализа OB-звезд HIPPARCOS, полученных в работах [102,87]. В отличие от модели Олано [96], модель Линдבלада [61] объясняет плоскую форму пояса Гулда тем, что имеется значительный угловой момент. В работах Бобылева [94,88] подход Линдבלада был развит для нелинейного случая, с учетом того, что расстояния от кинематического центра системы до звезд вычисляются точно (с использованием измеренных параллаксов звезд), получены сходные значения кинематических параметров.

Результаты работы Перро, Гренье [93], полученные с использованием лучевых скоростей и расстояний молекулярных облаков на основе трехмерного моделирования эволюции расширяющейся оболочки, в целом

находятся в удовлетворительном согласии с моделью Олано [96]. При этом, были найдены несколько отличные параметры эллипса $\approx 373 \times 233 \times 30$ пк с центром $l_0 = 180^\circ$ и $R_0 = 104$ пк, а также получена существенно меньшая оценка массы водорода (табл.1). Авторы пришли к интересному заключению о том, что современные геометрические и кинематические характеристики пояса Гулда практически не зависят от направления первоначального вращения. Подтверждая мнение Блау [100], авторы отмечают следующее противоречие. Модель взрыва предполагает, что более старые ОВ-ассоциации были сформированы в результате воздействия более скоростной ударной волны, чем молодые. Это означает, что старые ассоциации должны находиться дальше от центра взрыва и двигаться с большими скоростями, чем молодые. Однако, ожидаемого градиента скоростей и расстояний не наблюдается в ассоциациях Скорпиона-Центавра (US, UCL и LCC) и Ориона (Ori Ia, Ori Ib и Ori Ic), для которых имеются надежные оценки возраста отдельных группировок.

В рамках сценария о взрыве, в работе Палуша [103] смоделированы три случая: а) свободного расширения от точечного центра; б) развитие оболочки, подобной тем, что наблюдаются вокруг ОВ-ассоциаций; в) развитие оболочки, возникшей в результате взрыва гиперновой (мощный взрыв в результате, например, слияния двух нейтронных звезд). Автор приходит к выводу, что наблюдаемые характеристики пояса Гулда, а именно значения постоянных Оорта и его форму, не удастся объяснить в рамках указанных моделей. В случае а) при эволюции оболочки постоянная Оорта B остается равной 0, чего не наблюдается; в случае б) оболочка не распадается на фрагменты, в отличие от наблюдений; в случае в) развитие оболочки приводит к очень вытянутой фигуре, которая плохо согласуется с наблюдаемой формой пояса Гулда.

На основе сопоставления наблюдательных данных о звездах с моделями расширения пояса Гулда, выполненные в [91] и [104] авторы заключают, что расширение происходит скорее не от точечного центра, а от линии.

В рамках модели взрыва не ясно: почему комплекс молекулярных облаков в Тельце находится во внутренней части расширяющегося ринга Линдблада (см. рис.4), открыт вопрос о том, какую роль в образовании пузырей играет магнитное поле [26].

Тем не менее, отвлекаясь от физической причины первоначального воздействия на родительское облако, удастся воспроизвести основные черты дальнейшей эволюции пояса Гулда. Например, Васильковой [105] на основе численного моделирования динамической эволюции пояса Гулда в подходящем галактическом потенциале, показано, что первоначально сферическое распределение модельных частиц со временем становится эллипсоидальным (в согласии с более ранними результатами Блау),

имеются коллективные колебания частиц вдоль координаты z , характерные для пояса Гулда.

3.2. Высокоскоростные облака Как показали обзоры распределения и движения водорода, скорости практически всех высокоширотных водородных облаков таковы, что они приближаются к плоскости Галактики, и в ряде случаев их скорости составляют 200 км/с и более. Хотя расстояния до этих облаков известны плохо, предполагается, что они связаны с Магеллановым потоком [106,107].

Лепин, Дувр [108] предположили, что ряд близких комплексов молекулярных облаков, которые расположены достаточно далеко от галактической плоскости, могли образоваться в результате столкновения высокоскоростных облаков с диском Галактики. Была применена простая двумерная магнитогидродинамическая модель для того, чтобы объяснить появление таких наблюдаемых скоплений молекулярных облаков, как *Orn Cha*, *ρ Ori* и *Tau-Aur*. Каждое скопление рассматривалось по отдельности, поэтому возникновение такой структуры как пояс Гулда, в рамках этой модели, могло возникнуть лишь случайно.

В работах Комерона и Торры [109,104] была рассмотрена более сложная модель косоугольного падения высокоскоростного облака на галактическую плоскость. Было показано, что в итоге образуется структура, похожая на ринг Линдблада, но значительно большего размера. Как отмечено Поппелем [26], изучение таких процессов представляет большой интерес для понимания происхождения пояса Гулда, хотя предложенные к настоящему времени модели пока наталкиваются на ряд проблем в объяснении некоторых свойств межзвездной среды.

Интересно отметить модель Бекки [110], которая похожа на модель Комерона и Торры, только вместо высокоскоростного водородного облака здесь выступает облако темной материи. Как показало численное моделирование Бекки, пояс Гулда мог образоваться около 30 млн. лет назад из первоначального газового облака массой около $10^6 M_{\odot}$ после столкновения со сгустком темной материи, имеющего массу $3 \times 10^7 M_{\odot}$. Сгусток темной материи движется из южного полушария в северное под углом к галактической плоскости около 30° . Его динамическое влияние таково, что в первоначально симметричном родительском для пояса Гулда газовом облаке стартует процесс звездообразования, оно постепенно вытягивается в эллипс, наконец, приобретает размер и наклон к галактической плоскости, характерные для пояса Гулда.

3.3. Эволюция рукава Ориона. В работе Олано [44] Местная система отождествляется с Местным рукавом (рукавом Ориона) и моделируется эволюция этой структуры с массой $\approx 2 \times 10^7 M_{\odot}$ на протяжении

последних 100 млн. лет. Согласно этому подходу, имелась большая начальная скорость (≈ 50 км/с) движения газа, из которого образовалась Местная система. Предполагается, что такая скорость могла быть достигнута в результате взаимодействия с рукавом Киля-Стрельца. Столкновение газового облака со спиральной волной плотности привело к его раздроблению. В рамках этой модели такие скопления как Гиады, Плеяды, Волосы Вероники и скопление Сириуса рассматриваются как осколки некогда единого комплекса, а к формированию пояса Гулда привело сжатие центральных областей родительского облака. Построение орбит различных структур, входящих в рукав Ориона, привело к интересному результату - оказалось, что Местная система заметно влияет своей гравитацией на движение Солнца.

4. *Заключение.* В настоящее время выполняется масштабный наземный обзор неба с целью определения лучевых скоростей сотен тысяч звезд RAVE, осуществляется космический эксперимент GAIA, результатом выполнения которого будет огромная база высокоточных данных о расстояниях и собственных движениях миллионов звезд с микросекундной точностью, лучевых скоростях звезд с точностью в доли км/с, а также их фотометрия. Продолжаются РСДБ-наблюдения галактических мазеров с целью определения их высокоточных собственных движений и тригонометрических параллаксов. В первую очередь эти проекты направлены на изучение структуры и кинематики Галактики, так как существенно расширятся возможности в изучении пространственных движений звезд, находящихся на расстояниях от Солнца вплоть до 10 кпк.

Что касается изучения Местной системы, то появление высокоточных данных должно привести, в первую очередь, к более надежному выделению объектов пояса Гулда и рукава Ориона из окружающего фона по целому ряду параметров - возрасту, распределению, расстоянию, кинематике. Все это в целом будет способствовать решению таких проблем как

- выяснение причины первоначального воздействия (либо их набор), которое привело к сжатию родительского облака газа, из которого сформировались рукав Ориона и пояс Гулда,

- построение адекватной динамической модели эволюции рукава Ориона и пояса Гулда,

- детальное восстановление истории звездообразования в пределах Местной системы.

Теория происхождения пояса Гулда должна объяснять его наклон; характер распределения окружающих его ОВ-ассоциаций и системы молекулярных облаков; особенности трехмерного распределения его скоростей; прояснить вопрос о его гравитационной связанности.

Автор благодарен В.П.Грину за то, что он инициировал написание

данного обзора, а также В.В. Витязеву за внимательное прочтение рукописи и высказанные замечания, которые способствовали улучшению работы. Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П-21 "Нестационарные явления в объектах Вселенной".

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, e-mail: bob-v-vzz@rambler.ru

² Астрономический институт им. В.В.Соболева Санкт-Петербургского государственного университета, С.-Петербург

REVIEWS

THE GOULD BELT

V.V. BOBYLEV^{1,2}

The review is devoted to the problems associated with studying the Gould Belt and the Local system. In light of the fact that the Gould Belt is the closest to the Sun giant stellar-gaseous complex, the characteristic of its stellar component, constituent stellar associations and open clusters, cold atomic, molecular and high-temperature gas and the dust are given. The problems connected with the kinematic singularities of the Gould Belt, the most interesting scenarios of its origin and evolution are considered.

Key words: *Gould belt: characteristics of its stellar component*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.F.W.Herschel*, Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8 at the Cape of Good Hope. London: Smith, Elder and Co., 1847.
2. *F.G.W.Struve*, Études d'astronomie stellaire. Sur la voie lactee et sur la distance des etoiles fixes. St. Petersburg, 1847.
3. *B.A.Gould*, Proc. of the American Assoc. for Advanced Sci., Part I, 115, 1874.
4. *B.A.Gould*, Uranometria Argentina, Buenos Aires: P.E. Coni, 1879.
5. *H.Shapley*, Astrophys. J., 49, 311, 1919.
6. *J.C.Kapteyn*, *E.B.Frost*, Astrophys. J., 32, 83, 1910.

7. *W.W.Campbell*, Lick Obs. Bull., **6**, 101, 1911.
8. *E.A.Milne*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **95**, 560, 1935.
9. *К.Ф.Огородников*, Динамика звездных систем, М.: Физматгиз, 1965.
10. *G.Strömberg*, Astrophys. J., **59**, 228, 1924.
11. *П.П.Паренаго*, Астрон. ж., **27**, 150, 1950.
12. *E.Moreno, E.J.Alfaro, J.Franco*, Astrophys. J., **522**, 276, 1999.
13. *B.Lindblad*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **87**, 553, 1927.
14. *B.Lindblad*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **90**, 503, 1930.
15. *J.H.Oort*, Bull. Astron. Inst. Netherland, **3**, 120, 275, 1927.
16. *J.H.Oort*, Bull. Astron. Inst. Netherland, **4**, 132, 79, 1927.
17. *R.J.Trumpler*, Lick Obs. Bull., **14**, 420, 1930.
18. *В.А.Амбарцумян*, Эволюция звезд и астрофизика, Ереван, Изд. АН Арм. СССР, 1947.
19. *В.А.Амбарцумян*, Астрон. ж., **26**, 3, 1949.
20. *B.J.Vok*, The Distribution of the Stars in Space, Chicago, U. Chicago Press, 1937.
21. *J.A.Frogel, R.Stothers*, Astron. J., **82**, 890, 1977.
22. *Ю.Н.Ефремов*, Очаги звездообразования в галактиках, М., Наука, 1989.
23. *W.G.L.Pöppel*, Fundamental of Cosmic Physics, **18**, 1-271, 1997.
24. *Yu.N.Efremov*, Astron. Astrophys. Trans., **15**, 3, 1998.
25. *Yu.N.Efremov, B.G.Elmeegreen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **299**, 588, 1998.
26. *W.G.L.Pöppel*, ASP Conf. Ser., **243**, 667, 2001.
27. *M.F.Skruskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, Astron. J., **131**, 1163, 2006.
28. The HIPPARCOS and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, 1997.
29. *E.Hig, C.Fabrizius, V.V.Makarov et al.*, Astron. Astrophys., **355**, L27, 2000.
30. *J.Torra, D.Fernández, F.Figueras*, Astron. Astrophys., **359**, 82, 2000.
31. *E.Chereul, M.Crézé, O.Bienaymé*, Astron. Astrophys., **340**, 384, 1998.
32. *D.K.Taylor, R.L.Dickman, N.Z.Scoville*, Astrophys. J., **315**, 104, 1987.
33. *R.Wichmann, J.H.M.M.Schmitt, S.Hubrig*, Astron. Astrophys., **399**, 983, 2003.
34. *E.E.Mamajek, M.Meyer, J.Liebert*, Astron. J., **124**, 1670, 2002.
35. *J.Hernández, N.Calvet, L.Hartmann et al.*, Astron. J., **129**, 856, 2005.
36. *A.E.Piskunov, N.V.Kharchenko, S.Röser et al.*, Astron. Astrophys., **445**, 545, 2006.
37. *J.H.J. de Bruijne*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **310**, 585, 1999.
38. *S.Madsen, D.Dravins, L.Lindgren*, Astron. Astrophys., **381**, 446, 2002.
39. *A.Blaauw*, Bull. Astron. Inst. of Netherland, **11**, 414, 1952.
40. *A.Blaauw*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **2**, 213, 1964.
41. *M.J.Sartori, J.R.D.Lépine, W.S.Dias*, Astron. Astrophys., **404**, 913, 2003.
42. *P.T. de Zeeuw, R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne et al.*, Astron. J., **117**, 354, 1999.
43. *A.G.A.Brown, E.J. de Geus, P.T. de Zeeuw*, Astron. Astrophys., **289**, 101, 1994.
44. *C.A.Olano*, Astron. Astrophys., **121**, 295, 2001.
45. *Ю.Н.Ефремов, Т.Г.Ситник*, Письма в Астрон. ж., **14**, 817, 1988.
46. *H.Mineur*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **90**, 516, 1930.
47. *H.Mineur*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **90**, 789, 1930.
48. *Р.Б.Шацова*, Ученые записки ЛГУ, **136**, вып. 22, 113, 1950.

49. *A.S.Tsvetkov*, *Astron. Astrophys. Transactions*, **8**, 145, 1995.
50. *A.S.Tsvetkov*, *Astron. Astrophys. Transactions*, **9**, 1, 1995.
51. *A.S.Tsvetkov*, *Proc. of Conf. "Journées Systèmes de référence spatio-temporeles 1997"* Prague, 22-24 September, Ed. J.Vondrák, N.Capitaine), p.171, 1997.
52. *O.J.Eggen*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **87**, 37, 1975.
53. *O.J.Eggen*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **89**, 187, 1977.
54. *D.Montes, J.López-Santiago, M.C.Gálvez et al.*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **328**, 45, 2001.
55. *J.López-Santiago, D.Montes, I.Crespo-Chacón et al.*, *Astrophys. J.*, **643**, 1160, 2006.
56. *К.А.Бархатова, Л.П.Осунков, С.А.Кутузов*, *Астрон. ж.*, **66**, 1154, 1989.
57. *A.E.Lilley*, *Astrophys. J.*, **121**, 559, 1955.
58. *R.D.Davies*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **120**, 35, 1960.
59. *P.O.Lindblad*, *Bull. Astron. Inst. Netherland*, **19**, 34, 1967.
60. *P.O.Lindblad, K.Grape, A.Sandqvist et al.*, *Astron. Astrophys.*, **24**, 309, 1973.
61. *P.O.Lindblad*, *Astron. Astrophys.*, **363**, 154, 2000.
62. *T.M.Dame, D.Hartmann, P.Thaddeus*, *Astrophys. J.*, **547**, 792, 2001.
63. *H.C.Bhatt*, *Astron. Astrophys.*, **362**, 715, 2000.
64. *A.Porras, M.Christopher, L.Allen et al.*, *Astron. J.*, **126**, 1916, 2003.
65. *M.J.Reid, K.M.Menten, X.W.Zheng et al.*, *Astrophys. J.*, **700**, 137, 2009.
66. *K.L.J.Rygl, A.Brunthaler, M.J.Reid et al.*, *Astron. Astrophys.*, **511**, A2, 2010.
67. *A.Brunthaler, M.J.Reid, K.M.Menten et al.*, *AN*, **332**, 461, 2011.
68. *T.Hirota, T.Bushimata, Y.K.Choi et al.*, *PASJ*, **59**, 897, 2007.
69. *R.M.Torres, L.Loinard, A.J.Mioduszewski et al.*, *Astrophys. J.*, **671**, 1813, 2007.
70. *L.Loinard, R.M.Torres, A.J.Mioduszewski et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **675**, L29, 2008.
71. *M.J.Reid, K.M.Menten, A.Brunthaler et al.*, *Astrophys. J.*, **783**, 130, 2014.
72. *Y.Xu, J.J.Li, M.J.Reid et al.*, *Astrophys. J.*, **769**, 15, 2013.
73. *M.P.Fitzgerald*, *Astron. J.*, **73**, 983, 1968.
74. *D.M.Sfeir, R.Lallement, F.Grifo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **346**, 785, 1999.
75. *T.Preibish, H.Zinnecker*, *Astron. J.*, **117**, 2381, 1999.
76. *T.W.Berghofer, D.Breitschwerdt*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 299, 2002.
77. *S.B.Popov, M.Colpi, M.E.Prakhorov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **406**, 111, 2003.
78. *C.Motch, A.M.Pires, F.Haberl et al.*, *Astrophys. Space Sci.*, **308**, 217, 2006.
79. *P.C.Frisch*, *Space Sci. Rev.*, **72**, 499, 1995.
80. *J.Maiz-Apellániz*, *Astrophys. J.*, **560**, L 83, 2001.
81. *D.Breitschwerdt, M.A. de Avillez*, *Astron. Astrophys.*, **452**, L1, 2006.
82. *C.Heiles*, *Astrophys. J.*, **498**, 689, 1998.
83. *D.Ward-Tompson, J. Di Francesco, J.Hatchell et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **119**, 855, 2007.
84. *P.C.Frisch*, *Space Sci. Rev.*, **130**, 355, 2007.
85. *T.N.G.Westin*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **60**, 99, 1985.
86. *P.O.Lindblad, J.Palouš, K.Loden et al.*, *HIPPARCOS Venice'97*, ed. B.Batrick, ESA Publ. Div., Noordwijk, p.507, 1997.

87. *F.Comerón*, *Astron. Astrophys.*, **351**, 506, 1999.
88. *В.В.Бобылев*, *Письма в Астрон. ж.*, **32**, 906, 2006.
89. *В.В.Бобылев, А.Т.Байкова*, *Письма в Астрон. ж.*, **39**, 601, 2013.
90. *S.V.M.Clube*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **137**, 189, 1967.
91. *J.R.Lesh*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **17**, 371, 1968.
92. *A.Tsioumis, W.Fricke*, *Astron. Astrophys.*, **75**, 1, 1979.
93. *C.A.Perrot, I.A.Grenier*, *Astron. Astrophys.*, **404**, 519, 2003.
94. *В.В.Бобылев*, *Письма в Астрон. ж.*, **30**, 861, 2004.
95. *К.Ф.Огородников*, *Труды астрон. обсерватории ЛГУ*, **15**, 1, 1950.
96. *C.A.Olano*, *Astron. Astrophys.*, **112**, 195, 1982.
97. *B.T.Lynds*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **7**, 1, 1962.
98. *A.Blaauw*, *Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap.*, **74**, 4, 1965.
99. *A.Blaauw*, *Astrophys. J.*, **123**, 408, 1956.
100. *A.Blaauw*, *Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, ed. N.Kalifas, Ch.Lada, Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1991.
101. *W.G.L.Pöppel, P.Marronetti*, *Astron. Astrophys.*, **358**, 299, 2000.
102. *J.Torra, A.E.Gómez, F.Figueras et al.*, *HIPPARCOS Venice'97*, ed. B.Batrick, ESA Publ. Div., Noordwijk, p.513, 1997.
103. *J.Palouš*, *Astrophys. Space Sci.*, **276**, 359, 2001.
104. *F.Comerón, J.Torra*, *Astron. Astrophys.*, **281**, 35, 1994.
105. *О.О.Василькова*, *Письма в Астрон. ж.*, **40**, 63, 2014.
106. *C.A.Olano*, *Astron. Astrophys.*, **423**, 895, 2004.
107. *C.A.Olano*, *Astron. Astrophys.*, **485**, 457, 2008.
108. *J.R.D.Lépin, G.Duvert*, *Astron. Astrophys.*, **286**, 60, 1994.
109. *F.Comerón, J.Torra*, *Astron. Astrophys.*, **261**, 94, 1992.
110. *K.Bekki*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **398**, L36, 2009.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 57, 2014 год

<i>Абрамян А.В., Андреасян Р.Р., Оганнисян М.А., Паронян Г.М.</i> Исследование компактных радиогалактик в 7СII области	389
<i>Абрамян А.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	553
<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Овсепян А.В., Котанджян А.С.</i> Модель де-Ситтера в присутствии скалярных полей. III (сравнение ускоренного расширения модельной Вселенной в различных представлениях ЙБД)	327
<i>Аджян Г.С., Аливердян А.Г.</i> Горячие странные звезды. I. Уравнение состояния горячего странного кваркового вещества	601
<i>Азатян Н.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	355
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	103
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	573
<i>Акопян А.А.</i> (см. <i>Назарян Т.А.</i>)	19
<i>Акопян С.А.</i> Исследование SBS 1202+583. Особенности в распределении радиальных скоростей по полю	381
<i>Аливердян А.Г.</i> (см. <i>Аджян Г.С.</i>)	601
<i>Алексеев И.Ю.</i> Запятненность молодых PMS звезд	275
<i>Алексеев И.Ю.</i> Трехкомпонентная модель запятненности классической RS CVn системы UX A ₁	371
<i>Ализаде З.</i> (см. <i>Бордбар Г.Г.</i>)	139
<i>Андреасян Р.Р.</i> (см. <i>Абрамян А.В.</i>)	389
<i>Арутюнян А.С.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	573
<i>Арутюнян В.С.</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i>)	525
<i>Арутюнян Г.А., Арутюнян В.С.</i> Можно ли найти признаки эволюции аномального красного смещения исследованием галактик одного скопления?	525
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	327
<i>Багдасарян Д.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	103
<i>Балуев Р.В.</i> О поиске периодических компонент в наблюдательных данных	469
<i>Бобылев В.В.</i> Пояс Гулда	625
<i>Бордбар Г.Г., Ализаде З.</i> Горячие спин-поляризованные странные кварковые звезды при наличии магнитного поля с использованием зависящей от плотности константы мешка	139
<i>Борман Г.А.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	37
<i>Борман Г.А.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	189
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	513
<i>Булига С.Д.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	173
<i>Вартанян Р.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	553
<i>Герасим Р.В.</i> (см. <i>Райков А.А.</i>)	309

<i>Гиголашвили М.Ш., Джсапаридзе Д.Р., Чаргейшвили Б.Б.</i> Исследование солнечного дифференциального вращения во время переполюсовки общего магнитного поля Солнца	319
<i>Гиголашвили М., Ограпишвили Н., Джсапаридзе Д., Макандарашвили Ш., Чаргейшвили Б., Маградзе Д.</i> Хромосферные вспышки и радиоизлучение на частоте 210 МГц	439
<i>Гиголашвили М.Ш.</i> (см. <i>Чаргейшвили Б.Б.</i>)	613
<i>Гигоян К.С., Саркиссиан А., Русей Д., Маурон Н., Костандян Г., Вартанян Р., Абрамян А.В., Паронян Г.</i> Исследование слабых галактических углеродных звезд из Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Оптическая переменность. I. Звезды АВГ класса N. Абсолютные величины в полосе К, и расстояния	553
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Эволюция магнитных полей Ср-звезд на Главной последовательности. III.	217
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Эволюция магнитных полей Ср-звезд на Главной последовательности. IV.	337
<i>Глобина В.Н.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	173
<i>Гнедин Ю.Н., Глобина В.Н., Пиотрович М.Ю., Булига С.Д., Нацвлишвили Т.М.</i> Спины сверхмассивных черных дыр и магнитные поля аккреционных дисков в активных ядрах галактик с мазерным излучением	173
<i>Гомес Х.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	543
<i>Горыня Н.А.</i> (см. <i>Потравнов И.С.</i>)	533
<i>Грачев С.И.</i> Нестационарный перенос излучения: эволюция спектра при многократном комптоновском рассеянии	591
<i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Потравнов И.С.</i>)	533
<i>Гуишенг Ю.</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	209
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Область звездообразования SN087	227
<i>Гюльбудагян А.Л., Мендес Р.А.</i> Новые радиальные системы темных глобул и объекты Хербига-Аро	563
<i>Джсаниашвили Э.Б.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i>)	269
<i>Джсапаридзе Д.Р.</i> (см. <i>Гиголашвили М.Ш.</i>)	319
<i>Джсапаридзе Д.</i> (см. <i>Гиголашвили М.</i>)	439
<i>Джсапаридзе Д.Р.</i> (см. <i>Чаргейшеили Б.Б.</i>)	613
<i>Дорошенко В.Т., Ефимов Ю.С., Борман Г.А., Пулатова Н.Г.</i> BVRI CCD фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. VI	37
<i>Дорошенко В.Т., Ефимов Ю.С., Борман Г.А., Пулатова Н.Г.</i> BVRI CCD фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. VII	189
<i>Дубинов А.Е., Китаев И.Н.</i> Точные решения уравнения Компанейца, описывающего кинетику "комptonизации" фотонов	431

<i>Ефимов Ю.С. (см. Дорошенко В.Т.)</i>	37
<i>Ефимов Ю.С. (см. Дорошенко В.Т.)</i>	189
<i>Казарян С. Физические и химические параметры звезд HgMn на основе имеющихся данных</i>	169
<i>Каллоглян А.Т. (см. Когошвили Н.Г.)</i>	513
<i>Капанадзе Н.Г. (см. Чаргейшвили М.Ш.)</i>	613
<i>Карапетян А.А. (см. Меликян Н.Д.)</i>	543
<i>Караченцева В.Е., Мельник О.В., Караченцев И.Д. Темы звездообразования в близких галактиках</i>	5
<i>Караченцев И.Д. (см. Караченцева В.Е.)</i>	5
<i>Караченцев И.Д., Караченцева В.Е., Насонова О.Г. Движения галактик в полосе Bootes</i>	495
<i>Караченцева В.Е. (см. Караченцев И.Д.)</i>	495
<i>Кардона О., Лопез-Кастилло М.А., Риес-Муноз М. Восстановление периодов астрономических временных рядов с помощью малого количества данных</i>	155
<i>Каторе С.Д., Санчети М.М., Саркате Н.К. Космологическая модель Калуза-Клайна для анизотропной намагниченной темной материи в теории гравитации Бранса-Дике</i>	417
<i>Китаев И.Н. (см. Дубинов А.Е.)</i>	431
<i>Когошвили Н.Г., Борчхадзе Т.М., Каллоглян А.Т. Распределение спиральных галактик в скоплениях Virgo и Fornax и их динамические особенности</i>	513
<i>Козырева В.С., Кусакин А.В. Вращение линии апсид в затменной двойной системе GSC 4487 0347 = V957 Ser</i>	237
<i>Костандян Г. (см. Гигоян К.С.)</i>	553
<i>Котанджян А.С. (см. Авакян Р.М.)</i>	327
<i>Кумар С. (см. Саини С.)</i>	129
<i>Кумсиашвили М.И., Чаргейшвили К.Б., Джаниашвили Э.Б. Результаты UVVфотометрических наблюдений затменно-двойной звезды WSet</i>	269
<i>Кунт Д. (см. Назарян Т.А.)</i>	19
<i>Кусакин А.В. (см. Козырева А.В.)</i>	237
<i>Лал А.К. (см. Саини С.)</i>	129
<i>Лопез-Кастилло М.А. (см. Кардона О.)</i>	155
<i>Магакян Т.Ю. (см. Мовсесян Т.А.)</i>	249
<i>Маградзе Д. (см. Гиголашвили М.)</i>	439
<i>Макандарашвили Ш. (см. Гиголашвили М.)</i>	439
<i>Маласидзе Г.А., Салуквадзе Г.Н., Чигладзе Р.А. Гравитационный удар как возможный фактор структурной эволюции шаровых скоплений звезд в галактике</i>	79
<i>Маслов И.А., Наджит А.Э., Таринова О.Г., Татарников А.М., Шенаврин В.И. JHKLM-наблюдения уникальной затменной сис-</i>	

темы эpsilon Возничего во время вторичного минимума	401
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	553
<i>Меликян Н.Д.</i> Спектры звездных вспышек. Непрерывная эмиссия	87
<i>Меликян Н.Д., Гомес Х., Каранетян А.А.</i> Новые На эмиссионные звезды в области Сер OB3. Быстрое изменение блеска звезды V733 Сер	543
<i>Мельник О.В.</i> (см. <i>Караченцева В.Е.</i>)	5
<i>Мендес Р.А.</i> (см. <i>Гюльбудагян А.Л.</i>)	563
<i>Миникулов Н.Х.</i> (см. <i>Потравнов И.С.</i>)	533
<i>МкЛин Б.Дж</i> (см. <i>Назарян Т.А.</i>)	19
<i>Мовсесян Т.А., Магакян Т.Ю.</i> NH 1050: Биполярный поток в облаке L 988	249
<i>Наджип А.Э.</i> (см. <i>Маслов И.А.</i>)	401
<i>Назарян Т.А., Петросян А.Р., Акоюн А.А., МкЛин Б.Дж., Кунт Д.</i> Близкие соседи галактик Маркаряна. II. Статистика и обсуждения	55
<i>Назарян Т.А.</i> Галактики Второго Бюраканского обзора в тесных парах	55
<i>Насонова О.Г.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	495
<i>Нацвлишвили Т.М.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	173
<i>Никогосян А.Г.</i> Группы и их представления в теории переноса излучения. I.	295
<i>Никогосян А.Г.</i> Группы и их представления в теории переноса излучения. II.	407
<i>Никогосян Е.Г., Азатян Н.</i> Молодое звездное скопление в окрест- ностях источника IRAS 05137+3919	355
<i>Нуритдинов С.Н., Таджибаев И.У.</i> Системы шаровых скоплений звезд вокруг галактик. I. Поиск статистических зависимостей	67
<i>Овсебян А.В.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	327
<i>Оганнисян М.А.</i> (см. <i>Абрамян А.В.</i>)	389
<i>Ограпишвили Н.</i> (см. <i>Гиголашвили М.</i>)	439
<i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Райков А.А.</i>)	309
<i>Паронян Г.М.</i> (см. <i>Абрамян А.В.</i>)	389
<i>Паронян Г.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	553
<i>Петросян А.Р.</i> (см. <i>Назарян Т.А.</i>)	19
<i>Пинг Ву</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	457
<i>Пиотрович М.Ю.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	173
<i>Потравнов И.С., Горыня Н.А., Гринин В.П., Миникулов Н.Х.</i> О флук- туациях лучевой скорости RZ Psc	533
<i>Пулатова Н.Г.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	37
<i>Пулатова Н.Г.</i> (см. <i>Дорошенко В.Т.</i>)	189
<i>Райков А.А., Орлов В.В., Герасим Р.В.,</i> Определение фрактальной размерности крупномасштабной структуры по сверхновым типа Ia методом попарных расстояний	309

<i>Рисс-Муноз М.</i> (см. <i>Кардона О.</i>)	155
<i>Русей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	553
<i>Саини С., Лал А.К., Кумар С.</i> Равновесная структура вращательно-приливовозмущенной модели Прасада, включающей эффект изменения массы внутри звезды	129
<i>Салуквадзе Г.Н.</i> (см. <i>Маласидзе Г.А.</i>)	79
<i>Санчети М.М.</i> (см. <i>Каторе С.Д.</i>)	417
<i>Саркате Н.К.</i> (см. <i>Каторе С.Д.</i>)	417
<i>Саркиссиан А.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	553
<i>Седракян А.Д.</i> (см. <i>Шахабасян К.М.</i>)	117
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Багдасарян Д.</i> О релаксации угловой скорости пульсаров после скачков	103
<i>Седракян Д.М., Арутюнян А.С., Айрапетян М.В.</i> Поглощение магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды	573
<i>Таджибаев И.У.</i> (см. <i>Нуритдинов С.Н.</i>)	67
<i>Таринова О.Г.</i> (см. <i>Маслов И.А.</i>)	401
<i>Татарников А.М.</i> (см. <i>Маслов И.А.</i>)	401
<i>Хин-Фа Денг, Гушшенг Ю.</i> Зависимость от окружения структурных параметров пяти фотометрических полос Главных галактик	209
<i>Хин-Фа Денг, Пинг Ву</i> Зависимость некоторых особенностей групп от местной цифровой плотности	457
<i>Чаргейшвили К.Б.</i> (см. <i>Кумсиашвили М.И.</i>)	269
<i>Чаргейшвили Б.Б.</i> (см. <i>Гиголашвили М.Ш.</i>)	319
<i>Чаргейшвили Б.</i> (см. <i>Гиголашвили М.</i>)	439
<i>Чаргейшвили Б.Б., Гиголашвили М.Ш., Джапаридзе Д.Р., Капанадзе Н.Г.</i> О нелинейных модулированных волнах в спикулах и периферийных областях супергранул	613
<i>Чигладзе Р.А.</i> (см. <i>Маласидзе Г.А.</i>)	79
<i>Чхиквадзе Я.Н.</i> Изменения блеска и цвета звезды при ее затмении протопланетой	261
<i>Шахабасян К.М., Шахабасян М.К., Седракян А.Д.</i> Расширенные временные уравнения Гинзбурга-Ландау для вращающихся двух ароматных цветовых сверхпроводников	117
<i>Шахабасян М.К.</i> (см. <i>Шахабасян К.М.</i>)	117
<i>Шенаврин В.И.</i> (см. <i>Маслов И.А.</i>)	401

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Темпы звездообразования в близких галактиках Маркаряна <i>В.Е.Караченцева, О.В.Мельник, И.Д.Караченцев</i>	5
Близкие соседи галактик Маркаряна. II. Статистика и обсуждения <i>Т.А.Назарян, А.Р.Петросян, А.А.Акопян, Б.Дж.Мклин, Д.Кунт</i>	19
BVRI CCD фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. VI <i>В.Т.Дорошенко, Ю.С.Ефимов, Г.А.Борман, Н.Г.Пулатова</i>	37
Галактики Второго Бюраканского обзора в тесных парах <i>Т.А.Назарян</i>	55
Системы шаровых скоплений звезд вокруг галактик. I. Поиск статистических зависимостей <i>С.Н.Нуритдинов, И.У.Таджибаев</i>	67
Гравитационный удар как возможный фактор структурной эволюции шаровых скоплений звезд в галактике <i>Г.А.Маласидзе, Г.Н.Салуквадзе, Р.А.Чигладзе</i>	79
Спектры звездных вспышек. Непрерывная эмиссия <i>Н.Д.Меликян</i>	87
О релаксации угловой скорости пульсаров после скачков <i>Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.Багдасарян</i>	103
Расширенные временные уравнения Гинзбурга-Ландау для вращающихся двух ароматных цветовых сверхпроводников <i>К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян, А.Д.Седракян</i>	117
Равновесная структура вращательно- и приливовозмущенной модели Прасада, включающей эффект изменения массы внутри звезды <i>С.Саини, А.К.Лал, С.Кумар</i>	129
Горячие спин-поляризованные странные кварковые звезды при наличии магнитного поля с использованием зависящей от плотности константы мешка <i>Г.Г.Бордбар, З.Ализаде</i>	139
Восстановление периодов астрономических временных рядов с помощью малого количества данных <i>О.Кардона, М.А.Лопез-Кастилло, М.Риес-Муноз</i>	155
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
Физические и химические параметры звезд HgMn на основе имеющихся данных <i>С.Казарян</i>	169

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Спины сверхмассивных черных дыр и магнитные поля аккреционных дисков в активных ядрах галактик с мазерным излучением <i>Ю.Н.Гнедин, В.Н.Глубина, М.Ю.Пиотрович, С.Д.Булига, Т.М.Нацелишвили</i>	173
BVRI CCD фотометрия звезд сравнения в окрестностях галактик с активными ядрами. VII <i>В.Т.Дорошенко, Ю.С.Ефимов, Г.А.Борман, Н.Г.Пулатова</i>	189
Зависимость от окружения структурных параметров пяти фотометрических полос главных галактик <i>Хин-Фа Денг, Гушэнг Ю</i>	209
Эволюция магнитных полей CP-звезд на Главной последовательности. III <i>Ю.В.Глаголевский</i>	217
Область звездообразования SNO 87 <i>А.Л.Гюльбудагян</i>	227
Вращение линии апсид в затменной двойной системе GSC 4487 0347 = V 957 CEP <i>В.С.Козырева, А.В.Кусакин</i>	237
HN 1050: Биполярный поток в облаке L 988 <i>Т.А.Мовсесян, Т.Ю.Магакян</i>	249
Изменения блеска и цвета звезды при ее затмении протопланетой <i>Я.Н.Чхиквадзе</i>	261
Результаты UVV фотоэлектрических наблюдений затменно-двойной звезды W Sci <i>М.И.Кумсиашвили, К.Б.Чаргейивили, Э.Б.Джаниашивили</i>	269
Запятненность молодых PMS звезд <i>И.Ю.Алексеев</i>	275
Группы и их представления в теории переноса излучения. I <i>А.Г.Никогосян</i>	295
Определение фрактальной размерности крупномасштабной структуры по сверхновым типа Ia методом попарных расстояний <i>А.А.Райков, В.В.Орлов, Р.В.Герасим</i>	309
Исследование солнечного дифференциального вращения во время переполусовки общего магнитного поля Солнца <i>М.Ш.Гиголашвили, Д.Р.Джапаридзе, Б.Б.Чаргейивили</i>	319
Модель де-Ситтера в присутствии скалярных полей. III. (сравнение ускоренного расширения модельной Вселенной в различных представлениях ИБД) <i>Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, А.В.Овсепян, А.С.Котанджян</i>	327

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Эволюция магнитных полей CP-звезд на Главной последовательности. IV	<i>Ю.В.Глаголевский</i>	337
Молодое звездное скопление в окрестностях источника IRAS 05137+3919	<i>Е.Г.Никогосян, Н.Азатян</i>	355
Трехкомпонентная модель запятанности классической RS CVn системы UX Aгi	<i>И.Ю.Алексеев</i>	371
Исследование SBS 1202+583. Особенности в распределении радиальных скоростей по полю	<i>С.А.Акопян</i>	381
Исследование компактных радиогалактик в 7C II области <i>А.В.Абрамян, Р.Р.Андреасян, М.А.Оганнисян, Г.М.Паронян</i>		389
JHKLM-наблюдения уникальной затменной системы эпсилон возничего во время вторичного минимума <i>И.А.Маслов, А.Э.Наджип, О.Г.Таранова, А.М.Татарников, В.И.Шенаврин</i>		401
Группы и их представления в теории переноса излучения. II <i>А.Г.Никогосян</i>		407
Космологическая модель Калуза-Клайна для анизотропной намагниченной темной материи в теории гравитации Бранса-Дике <i>С.Д.Каторе, М.М.Санчети, Н.К.Саркате</i>		417
Точные решения уравнения Компанейца, описывающего кинетику "комptonизации" фотонов <i>А.Е.Дубинов, И.Н.Китаев</i>		431
Хромосферные вспышки и радиоизлучение на частоте 210 МГц <i>М.Гиголашвили, Н.Ограпишвили, Д.Джаспаридзе, Ш.Макандарашвили, Б.Чаргейшвили, Д.Маградзе</i>		439
Зависимость некоторых особенностей групп от местной цифровой плотности <i>Хин-Фа Денг, Пинг Ву</i>		457
ОБЗОРЫ		
О поиске периодических компонент в наблюдательных данных <i>Р.В.Балуев</i>		469

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Движения галактик в полосе Bootes	
<i>И.Д. Караченцев, В.Е. Караченцева, О.Г. Насонова</i>	495
Распределение спиральных галактик в скоплениях Вирго и Форнакс и их динамические особенности	
<i>Н.Г. Когошвили, Т.М. Борчхадзе, А.Т. Каллозиян</i>	513
Можно ли найти признаки эволюции аномального красного смещения исследованием галактик одного скопления?	
<i>Г.А. Арутюнян, В.С. Арутюнян</i>	525
О флуктуациях лучевой скорости RZ Psc	
<i>И.С. Потравнов, Н.А. Горня, В.П. Гринин, Н.Х. Миникуюлов</i>	533
Новые $H\alpha$ эмиссионные звезды в области CEP OR3. Быстрое изменение блеска звезды V 733 CEP	
<i>Н.Д. Меликян, Х.Гомес, А.А. Карапетян</i>	543
Исследование слабых галактических углеродных звезд из Первого Бюраканского спектрального обзора неба. Оптическая переменность. I. Звезды АВГ класса N. Абсолютные величины в полосе K, и расстояния	
<i>К.С. Гигоян, А.Саркиссиан, Д.Русей, Н.Маурон, Г.Костандян, Р.Вартанян, А.В.Абрамян, Г.М.Паронян</i>	553
Новые радиальные системы темных глобул и объекты Хербига-АРО	
<i>А.Л. Гюльбудагян, Р.А. Мендес</i>	563
Поглощение магнитозвуковых волн в коре нейтронной звезды	
Радионизлучение пульсаров	
<i>Д.М. Седракин, А.С. Арутюнян, М.В. Айрапетян</i>	573
Нестационарный перенос излучения: эволюция спектра при многократном комптоновском рассеянии	
<i>С.И. Грачев</i>	591
Горячие странные звезды. I. Уравнение состояния горячего странного кваркового вещества	
<i>Г.С. Аджян, А.Г. Алавердян</i>	601
О нелинейных модулированных волнах в спикулах и периферийных областях супергранул	
<i>Б.Б. Чаргейшвили, М.Ш. Гиголашвили, Д.Р. Джапаридзе, Н.Г. Капанадзе</i>	613
ОБЗОРЫ	
Пояс Гулда	
<i>В.В. Бобылев</i>	625

CONTENTS

Number 1

Star formation rates in the nearby Markarian galaxies <i>V.E.Karachentseva, O.V.Melnyk, I.D.Karachentsev</i>	5
Close neighbors of Markarian galaxies. II. Statistics and discussions <i>T.A.Nazaryan, A.R.Petrosian, A.A.Hakobyan, B.J.McLean, D.Kunth</i>	19
BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. VI <i>V.T.Doroshenko, Yu.S.Efimov, G.A.Borman, N.G.Pulatova</i>	37
The second Byurakan survey galaxies in close pairs <i>T.A.Nazaryan</i>	55
Globular star cluster systems around galaxies. I. Search for statistical relationships <i>S.N.Nuridinov, I.U.Tadjibaev</i>	67
Gravitational impact as a possible factor in the structural evolution of the globular star clusters in galaxy <i>G.A.Malasidze, G.N.Salukvadze, R.A.Chigladze</i>	79
Spectra of stellar flares. Continuous emission <i>N.D.Melikian</i>	87
On the relaxation of the angular velocity of pulsars after glitches <i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, D.Baghdasaryan</i>	103
Extended time-dependent Ginzburg-Landau equations for rotating two-flavor color superconductors <i>K.M.Shahabasyan, M.K.Shahabasyan, A.D.Sedrakian</i>	117
Equilibrium structure of rotationally and tidally distorted Prasad model including the effect of mass variation inside the star <i>Seema Saini, A.K.Lal, Sunil Kumar</i>	129
Hot spin polarized strange quark stars in the presence of magnetic field using a density dependent bag constant <i>G.H.Bordbar, Z.Alizade</i>	139
Uncovering periods in astronomical time series with few data <i>O.Cardona, M.A.Lopez-Castillo, M.Reyes-Munoz</i>	155
NOTES	
Physical and chemical parameters of HgMn stars on the basis of the available data <i>S.Ghazaryan</i>	169

CONTENTS

Number 2

- Spins of supermassive black holes and magnetic field strengths in the accretion disks of active galactic nuclei with maser radiation
Yu. N. Gnedin, V. N. Globina, M. Yu. Piotrovich, S. D. Buliga, T. M. Natsvlishvili 173
- BVRI CCD-photometry of comparison stars in the fields of active galaxies. VII
V. T. Doroshenko, Yu. S. Efimov, G. A. Borman, N. G. Pulatova 189
- Environmental dependence of five photometric band structural parameters of main galaxies
Xin-Fa Deng, Guisheng Yu 209
- The evolution of magnetic fields of CP stars on the main sequence. III
Yu. V. Glagolevskij 217
- Star formation region SNO 87
A. L. Gyulbudaghian 227
- Apsidal motion of the eclipsing binary GSC 4487 0347 = V 957 Cep
V. S. Kozyreva, A. V. Kusakin 237
- HH 1050: A bipolar outflow in L 988 cloud
T. A. Movsessian, T. Yu. Magakian 249
- Star's brightness and colour variation due to obscuration by the protoplanet
I. N. Chkhikvadze 261
- Results of UBV photoelectric observations of the eclipsing-binary star W Sct
M. I. Kumsiashvili, K. B. Chargeishvili, E. B. Janiashvili 269
- Starspots of young PMS stars
I. Yu. Alekseev 275
- Groups and their representations in the theory of radiative transfer. I
A. G. Nikoghossian 295
- Determination of the fractal dimension of large-scale structure by type Ia supernovae by pairwise distances
A. A. Raikov, V. V. Orlov, R. V. Gerasim 309
- Study of variations of solar differential rotation at the moment of polarity reversal of solar magnetic field
M. Sh. Gigolashvili, D. R. Japaridze, B. B. Chargeishvili 319
- De-Sitter's model in the presence of scalar fields. III. (a comparison of the accelerated expansion of the universe model in different representations JBD)
R. M. Avagyan, G. H. Harutyunyan, A. V. Hovsepyan, A. S. Kotanjyan 327

CONTENTS

Number 3

- The evolution of magnetic fields of CP-stars on the main sequence. IV
Yu.V.Glagolevskij 337
- The young stellar cluster in the vicinity of the IRAS 05137+3919 source
E.H.Nikoghosyan, N.Azatyán 355
- Three-component model of spottedness in classical RS CVN type
system UX Ari
I.Yu.Alekseev 371
- Study of SBS 1202+583. Particularities in the distribution of radial
velocities over the field
S.A.Hakopian 381
- The study of compact radio galaxies from the 7C II field
*H.B.Abrahamyan, R.R.Andreasyan, M.A.Hovhanisyan,
G.M.Paronyan* 389
- JHKLM-observations of the unique eclipsing binary system ϵ Aur at
the time of secondary minimum
*I.A.Maslov, A.E.Nadjip, O.G.Taranova, A.M.Tatarnikov,
V.I.Shenavrin* 401
- Groups and their representations in the theory of radiative transfer. II
A.G.Nikoghossian 407
- Kaluza-Klein anisotropic magnetized dark energy cosmological model
in Brans-Dicke theory of gravitation
S.D.Katore, M.M.Sancheti, N.K.Sarkate 417
- Exact solutions of the kompaneets equation describing kinetics of photon
comptonization
A.E.Dubinov, I.N.Kitayev 431
- Chromospheric flares and radio emission on a frequency 210 MHz
*M.Gigolashvili, N.Ograpishvili, D.Japaridze, Sh.Makandarashvili,
B.Chargeishvili, M.Maghradze* 439
- Dependence of some properties of groups on group local number-density
Xin-Fa Deng, Ping Wu 457
- REVEIWS**
- On the detection of periodic components in observational data
R.V.Baluev 469

CONTENTS

Number 4

- Galaxy motions in the Bootes strip
I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, O.G.Nasonova 495
- Arrangement of spiral galaxies in the Virgo and Fornax clusters and their dynamical properties
N.Kogoshvili, T.Borchkhadze, A.T.Kalloghlian 513
- Is it possible to find signs of anomalous redshifts studying galaxies of a single cluster?
H.A.Harutyunian, V.S.Harutyunyan 525
- On the RZ Psc radial velocity fluctuations
I.S.Potravnov, N.A.Gorynya, V.P.Grinin, N.Kh.Minikulov 533
- New H α emission stars in Cep OB3 region. A rapid brightness variation of V 733 Cep
N.D.Melikian, J.Gomez, A.A.Karapetian 543
- Investigation of faint galactic Carbon stars from the first Byurakan spectral sky survey. Optical variability. I. N-type AGB Carbon stars. K-band absolute magnitudes and distances
K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, D.Russeil, N.Mauron, G.Kostandyan, R.Vartunian, H.V.Abrahamyan, G.M.Paronyan 553
- New radial systems of dark globules and HH objects
A.L.Gyulbudaghian, R.A.Mendez 563
- Absorption of magnetosonic waves in the crust of a neutron star. Pulsars' radio emission
D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Hayrapetyan 573
- Nonstationary radiative transfer: an evolution of spectrum due to multiple Compton scattering
S.I.Grachev 591
- Hot strange stars. I. Equation of state of hot strange quark matter
G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan 601
- On the nonlinear modulated waves in the spicules and peripherals of supergranulation
B.B.Chargeishvili, M.Sh.Gigolashvili, D.R.Japaridze, N.G.Kapanadze 613
- REVIEWS**
- The Gould belt
V.V.Bobylev 625

CONTENTS

Galaxy motions in the Bootes strip	
<i>I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, O.G.Nasonova</i>	495
Arrangement of spiral galaxies in the Virgo and Fornax clusters and their dynamical properties	
<i>N.Kogoshvili, T.Borchkhadze, A.T.Kalloghlian</i>	513
Is it possible to find signs of anomalous redshifts studying galaxies of a single cluster?	
<i>H.A.Harutyunian, V.S.Harutyunyan</i>	525
On the RZ Psc radial velocity fluctuations	
<i>I.S.Potravnov, N.A.Gorynya, V.P.Grinin, N.Kh.Minikulov</i>	533
New H α emission stars in Cep OB3 region. A rapid brightness variation of V 733 Cep	
<i>N.D.Melikian, J.Gomez, A.A.Karapetian</i>	543
Investigation of faint galactic Carbon stars from the first Byurakan spectral sky survey. Optical variability. I. N-type AGB Carbon stars. K-band absolute magnitudes and distances	
<i>K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, D.Russeil, N.Mauron, G.Kostandyan, R.Vartanian, H.V.Abrahamyan, G.M.Paronyan</i>	553
New radial systems of dark globules and HH objects	
<i>A.L.Gyulbudaghian, R.A.Mendez</i>	563
Absorption of magnetosonic waves in the crust of a neutron star. Pulsars' radio emission	
<i>D.M.Sedrakian, A.S.Harutunyan, M.V.Hayrapetyan</i>	573
Nonstationary radiative transfer: an evolution of spectrum due to multiple Compton scattering	
<i>S.I.Grachev</i>	591
Hot strange stars. I. Equation of state of hot strange quark matter	
<i>G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan</i>	601
On the nonlinear modulated waves in the spicules and peripherals of supergranulation	
<i>B.B.Chargeishvili, M.Sh.Gigolashvili, D.R.Japaridze, N.G.Kapanadze</i>	613
REVIEWS	
The Gould belt	
<i>V.V.Bobylev</i>	625

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

НОВЫЕ РАДИАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ТЕМНЫХ ГЛОБУЛ И
ОБЪЕКТЫ ХЕРБИГА-АРО

А.А.Гольмбурдаган, Р.А.Мендес 563

ПОГЛОЩЕНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В КОРЕ
НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ. РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.Седраки, А.С.Арутюни, М.В.Айрапетян 573

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ. ЭВОЛЮЦИЯ
СПЕКТРА ПРИ МНОГОКРАТНОМ КОМПТОНОВСКОМ
РАССЕЯНИИ

С.И.Грачев 591

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ. I. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ
ГОРЯЧЕГО СТРАННОГО КВАРКОВОГО ВЕЩЕСТВА

Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян 601

О НЕЛИНЕЙНЫХ МОДУЛИРОВАННЫХ ВОЛНАХ В СПИКУЛАХ
И ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЯХ СУПЕРГРАНУЛ

Б.Б.Чаргейшвили, М.Ш.Гоголашвили, Д.Р.Джапаридзе,

Н.Г.Капанадзе 613

ОБЗОРЫ

ПОЯС ГУЛДА

В.В.Бобылев 625