

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 58

НОЯБРЬ, 2015

ВЫПУСК 4

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

*Ю.Н.Гнедин, М.Ю.Пиотрович, Н.А.Силантьев,
Т.М.Нацвлишвили, С.Д.Булига* 477

ПРОДОЛЖЕНИЕ № ОБЗОРА ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА

И.Д.Караченцев, С.С.Кайсин, Е.И.Кайсина 487

ВРАЩЕНИЕ ГРУПП ГАЛАКТИК

Г.М.Товмасын 505

КРАТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ В МОЛОДОМ СКОПЛЕНИИ
IRAS 05137+3919

Е.Г.Никогосян, Г.А.Арутюнян, Н.М.Азатян 513

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗВЕЗД С № ЭМИССИЕЙ В
СКОПЛЕНИИ IC 348

Е.Г.Никогосян, А.В.Варданян, К.Г.Хачатрян 527

ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ, БОГАТЫЕ КИСЛОРОДОМ В
ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ. НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ. III

Г.В.Петросян, К.Росси, С.Гаудензи, Р.Неши 541

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլոկյան (Հայաստան)
Ժ.Ալեքսյան (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.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան) Մ.Տոբրատսոն (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)
Заместители главного редактора: В.П.Гринин (Россия), А.Г.Никогосян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (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.Парсаян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.Хачикян (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 արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների զոնով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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



АЛЕКСАНДР АЛЕКСЕЕВИЧ БОЯРЧУК

10 августа 2015г. на 85-м году после тяжелой болезни ушел из жизни академик Александр Алексеевич Боярчук. С 1965г. он вошел в первый состав редколлегии журнала "Астрофизика" и после этого продолжал работать во благо журнала независимо от занимаемой должности. На протяжении многих лет А.А.Боярчук был главным редактором Астрономического журнала.

Академик А.А.Боярчук был выдающимся ученым в области астрофизики и космических исследований. Сфера его научных интересов охватывала астроспектроскопию, физику звезд, внеатмосферную астрономию, телескопостроение. Большой вклад в астрофизику сделан А.А.Боярчуком в области исследования взаимодействующих двойных звезд разных типов. Он являлся крупнейшим специалистом по внеатмосферной астрономии и пользовался исключительно большим авторитетом в области фундаментальных космических исследований. Под его научным руководством и при непосредственном участии был успешно осуществлен космический эксперимент Астрон, представлявший собой крупную отечественную космическую астрофизическую обсерваторию для наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне.

А.А.Боярчук также был и крупным организатором отечественной и

международной науки. Много лет работал в Крымской обсерватории, затем стал ее директором. Уже будучи академиком, он переехал в Москву, под его руководством Институт астрономии РАН надолго стал одним из главных центров астрономии в нашей стране. В 1991г. он был избран Президентом Международного Астрономического Союза.

А.А.Боярчук был удостоен множества российских и зарубежных премий и наград, среди которых Орден за заслуги перед Отечеством IV и III степени, Государственная премия СССР в области науки и техники, премия им. Ф.А.Бредихина РАН и премия им. А.А. Белопольского РАН. Его именем названа малая планета 2563.

**Редакционная коллегия
ж. "Астрофизика"**

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

Ю.Н.ГНЕДИН, М.Ю.ПИОТРОВИЧ, Н.А.СИЛАНТЬЕВ,
Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ, С.Д.БУЛИГА

Поступила 7 июля 2015

Величина степени поляризации излучения широких эмиссионных линий позволяет однозначно определить безразмерный радиус области широких эмиссионных линий, т.е. величину отношения между данным радиусом и гравитационным радиусом. Сопоставление результатов данного метода с другими методами определения радиуса области широких эмиссионных линий позволит получить сильные ограничения на физический механизм образования области эмиссионных линий в ближайшей окрестности сверхмассивной черной дыры. Развиваемый здесь метод позволяет, в перспективе, получить сильные ограничения на массу сверхмассивной черной дыры в активных галактических ядрах.

Ключевые слова: поляризация; активные ядра галактик; аккреция

1. *Введение.* В настоящее время надежно установлено, что активность окооядерной области во многих галактиках обусловлена присутствием сверхмассивных черных дыр в центральных областях таких галактик. Общепринято, что движение газа и отдельных звезд вблизи центрального объекта галактики происходит в результате гравитационного воздействия сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Контролируемое гравитацией движение газа вблизи центральной черной дыры позволяет использовать вириальную теорему для оценки величины ее массы. В этом случае существует вириальное соотношение между скоростью движения газа и радиусом характерной области типа $V^2 \sim R^{-1}$. Величина скорости газа V определяется в результате измерения ширины широких эмиссионных линий аккреционного газа FWHM. Область излучения такого газа получила название области широких эмиссионных линий (Broad Line Region - BLR). Для определения масс центральных сверхмассивных черных дыр главной проблемой является определение радиуса области широких эмиссионных линий R_{BLR} .

Разнообразие физических явлений в центральной области вокруг СМЧД проявляется на характерной шкале расстояний от $R \sim 1 \div 2 R_g$, где $R_g = GM_{BH}/c^2$ - гравитационный радиус, до $R \sim 100$ пк ([1]). Наиболее популярным методом определения радиуса области широких эмиссионных

линий является измерение корреляции между изменениями интенсивностей эмиссионных линий и непрерывного спектра излучения ("Reverberation method") [2].

Детальная картина физических условий в ближайшем окружении центральной СМЧД требует для своего описания реального понимания механизма превращения гравитационной энергии аккрецирующего вещества в энергию излучения области, окружающей СМЧД, включая область образования широких эмиссионных линий. В настоящее время невозможно получить прямое изображение околоядерной области с помощью интерферометрических наблюдений. В этом случае большое значение приобретают косвенные методы, основанные на определении параметров характерных околоядерных областей излучения.

Мы демонстрируем, как на основе наблюдений поляризации излучения широких эмиссионных линий можно получить детальную информацию о параметрах области излучения таких линий. В частности, мы показываем, что данные о степени поляризации и ширине эмиссионных линий позволяют однозначно определить отношения радиуса области широких эмиссионных линий к гравитационному радиусу, т.е. отношения $R_{\text{плз}}/R_g$.

Результаты поляриметрических наблюдений активных ядер галактик представлены в работах [3-5]. Наблюдения 36 активных галактических ядер были выполнены на Англо-Австралийском телескопе и телескопе Вильям Гершель [3] в H α линии и в широкой области вокруг линии. В работе [4] были выполнены спектрополяриметрические наблюдения квазаров из каталога Паломара-Грина (PG) и получили детальную зависимость степени поляризации в непрерывном спектре от длины волны. Наблюдения выполнялись на БТА-6м САО РАН с помощью фокального редуктора светосилы SCORPIO в режиме спектрополяриметрии. В работе [5] представлен обзор всех имеющихся в литературе данных наблюдений степени поляризации непрерывного спектра ряда активных ядер галактик.

Эти результаты могут быть непосредственно сравнимы с теоретическим определением степени поляризации, возникающей в результате процесса рассеяния в плоскопараллельной оптически толстой атмосфере. Такое определение выполняется на основе теории переноса поляризованного излучения в оптически толстой рассеивающей атмосфере, развитой в работах [6-8]. Вычисленная степень поляризации зависит от косинуса угла μ между направлением рассеянного излучения и нормали к поверхности плоской атмосферы, т.е., по существу, от угла наклона ("inclination angle"), который мы будем обозначать как i .

Такой подход возможен, если рассматривать область широких эмиссионных линий как плоский диск. Дiskoобразная форма области широких эмиссионных линий предложена и рассмотрена детально в ряде

работ. Подробный обзор данной ситуации представлен в работе [9].

В работе [10] было предположено, что водородные линии образуются именно в дискообразной области по сравнению с линиями высокоионизованных элементов. Они представили следующие аргументы в пользу дискообразной формы области образования широких эмиссионных линий: 1) сильная корреляция полной ширины линии H β с ориентацией данной области, которая следует из наблюдений [11]; 2) исследование слабоионизованных эмиссионных линий [12] показало, что не существует значительного количества материала выше плоского диска, содержащего такие линии; 3) отсутствует сильное поглощение эмиссионных линий [13]. В работе [10] оценили также толщину дискообразной области широких эмиссионных линий на уровне $H/R = 0.07 \pm 0.5$. Таким образом, область широких эмиссионных линий может быть представлена как геометрически толстый диск.

В работе [14] исследовали проблему образования искривленных ("warped") аккреционных дисков и показали возможность существования области широких эмиссионных линий как плоского диска с другим углом наклона по сравнению со стандартным аккреционным диском, образующимся в непосредственной близости от сверхмассивной черной дыры.

В дальнейшем мы предполагаем, что область широких эмиссионных линий представляет собой оптически толстую среду. Такая точка зрения отражена в ряде работ [15-17]. Ситуация, в которой, по крайней мере, часть облаков являются оптически толстыми, детально рассмотрена в работах [18,19]. В работе [20] во многих численных расчетах широко использовался механизм именно многократного рассеяния для интерпретации поляриметрических наблюдений.

Результаты расчетов степени поляризации излучения для случаев без поглощения и при наличии поглощения представлены в табл.1. Нами также выполнен детальный расчет степени поляризации $P(\mu)$ излучения оптически толстой плоскопараллельной атмосферы в рамках классической теории Соболева-Чандрасекара [6-8] с шагом значений $\mu = \cos i$, равным 0.005.

Степень поглощения определяется параметром $q = \frac{\sigma_a}{\sigma_s + \sigma_a}$, где σ_a - сечение истинного поглощения, σ_s - сечение рассеяния. Для традиционных моделей аккреционного диска σ_s представляет собой сечение рассеяния излучения на электронах, которое в нерелятивистском случае представляет собой классическое томсоновское сечение, не зависящее от энергии фотона: $\sigma_s = \sigma_{cl} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$. Что касается сечения поглощения σ_a , то оно, в принципе, может зависеть от длины волны излучения.

Для модели дискообразной области широких эмиссионных линий синус угла наклона определяется следующим образом [21]

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ $P(\mu)$ В % В ЗАВИСИМОСТИ ОТ
ПАРАМЕТРОВ μ И СТЕПЕНИ ПОГЛОЩЕНИЯ q

μq	0.0	0.01	0.05	0.1	0.2	0.3
0.000	11.713	12.592	16.074	20.349	28.636	36.642
0.025	10.041	10.937	14.488	18.852	27.324	35.516
0.050	8.986	9.889	13.473	17.879	26.440	34.723
0.075	8.150	9.057	12.656	17.085	25.691	34.019
0.100	7.449	8.357	11.961	16.395	25.015	33.354
0.125	6.844	7.751	11.349	15.776	24.382	32.704
0.150	6.312	7.215	10.799	15.209	23.776	32.056
0.175	5.838	6.735	10.297	14.679	23.187	31.403
0.200	5.410	6.301	9.834	14.178	22.607	30.737
0.225	5.022	5.904	9.401	13.699	22.031	30.056
0.250	4.667	5.539	8.994	13.237	21.455	29.356
0.275	4.342	5.201	8.608	12.789	20.876	28.636
0.300	4.041	4.887	8.240	12.352	20.291	27.895
0.325	3.762	4.594	7.887	11.922	19.700	27.132
0.350	3.502	4.318	7.547	11.498	19.100	26.346
0.375	3.260	4.059	7.217	11.078	18.491	25.538
0.400	3.033	3.813	6.897	10.660	17.872	24.707
0.425	2.820	3.581	6.584	10.244	17.242	23.854
0.450	2.620	3.359	6.278	9.829	16.602	22.979
0.475	2.431	3.148	5.977	9.414	15.950	22.083
0.500	2.252	2.947	5.681	8.997	15.287	21.166
0.525	2.083	2.753	5.389	8.580	14.612	20.230
0.550	1.923	2.568	5.100	8.160	13.926	19.275
0.575	1.771	2.389	4.813	7.737	13.230	18.302
0.600	1.627	2.217	4.529	7.312	12.522	17.312
0.625	1.489	2.050	4.246	6.883	11.803	16.306
0.650	1.358	1.889	3.965	6.452	11.074	15.285
0.675	1.233	1.732	3.684	6.016	10.335	14.250
0.700	1.113	1.580	3.404	5.577	9.586	13.202
0.725	0.998	1.433	3.124	5.135	8.828	12.143
0.750	0.888	1.289	2.844	4.688	8.061	11.072
0.775	0.783	1.148	2.563	4.237	7.285	9.992
0.800	0.682	1.011	2.282	3.782	6.502	8.903
0.825	0.585	0.876	2.001	3.323	5.710	7.807
0.850	0.492	0.744	1.719	2.861	4.912	6.704
0.875	0.402	0.615	1.435	2.394	4.107	5.595
0.900	0.316	0.488	1.151	1.923	3.296	4.482
0.925	0.233	0.363	0.865	1.448	2.479	3.365
0.950	0.152	0.240	0.578	0.969	1.658	2.245
0.975	0.075	0.119	0.290	0.486	0.831	1.123
1.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

$$\sin i = \frac{1}{2} \left(\frac{R_{BLF}}{R_c} \right)^{1/2} \left(\frac{FWHM}{c} \right), \quad (1)$$

где R_{BLR} - радиус области широких эмиссионных линий, R_g - гравитационный радиус, FWHM - полная ширина на половине высоты конкретной линии, которая может быть непосредственно измерена, c - скорость света. Величина $\sin i$ может быть определена из данных о значении степени поляризации излучения P_l , которая, в свою очередь, зависит прямым образом от $\mu = \cos i$.

Результаты расчетов Соболева-Чандрасекара можно аппроксимировать (с ошибкой ~3%) аналитической формулой [22]:

$$P_l(\mu) = 11.7\% \frac{1 - 2.2399\mu + 2.9377\mu^2 - 1.6978\mu^3}{1 + 2.200\mu + 0.062\mu^2 - 1.1988\mu^3} \quad (2)$$

2. *Методика определения характерных размеров области излучения широких эмиссионных линий на основе данных поляризметрических наблюдений.* Уравнение (1) позволяет определить характерный размер области излучения широких эмиссионных линий в единицах гравитационного радиуса, если известны величины $\sin i$ (или углы наклона i) и полной ширины эмиссионных линий FWHM, которая определяется прямыми наблюдениями. Величина $\sin i$ может быть определена, если известна величина степени поляризации $P_l(\mu)$.

В табл.2 представлены результаты расчета степени поляризации $P_l(\mu)$ для величины полной ширины эмиссионных линий FWHM = 2000 км/с и значений отношения R_{BLR}/R_g , лежащих в интервале $10^3 \div 10^5$.

В табл.3 представлены аналогичные результаты для значения полной ширины линии, равной FWHM = 4000 км/с, а в табл.4 полной ширины FWHM = 6000 км/с.

Представленные в табл.2-4 значения степени поляризации излучения эмиссионных линий могут использоваться для определения радиуса области

Таблица 2

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
 $P_l(\mu = \cos i)$ И УГОЛ НАКЛОНА i ДЛЯ РАДИУСА ОБЛАСТИ
 ШИРОКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ FWHM = 2000 км/с

R_{BLR}/R_g	i [град]	$P_l(\mu)$ [%]
10^3	9	0.03
3×10^3	11	0.06
6×10^3	15	0.1
9×10^3	18.5	0.15
10^4	20	0.168
2×10^4	28	0.375
4×10^4	42	0.8885
6×10^4	55	1.73
8×10^4	70.5	3.68

Таблица 3

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
 $P_l(\mu = \cos i)$ И УГОЛ НАКЛОНА i ДЛЯ РАДИУСА ОБЛАСТИ
 ШИРОКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ FWHM = 4000 км/с

R_{BLR}/R_g	i [град.]	$P_l(\mu)$ [%]
10^3	12	0.065
3×10^3	21.5	0.21
6×10^3	31	0.47
9×10^3	39	0.78
10^4	42	0.91
2×10^4	70.5	3.68

Таблица 4

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
 $P_l(\mu = \cos i)$ И УГОЛ НАКЛОНА i ДЛЯ РАДИУСА ОБЛАСТИ
 ШИРОКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ FWHM = 6000 км/с

R_{BLR}/R_g	i [град.]	$P_l(\mu)$ [%]
10^3	18.5	0.17
2×10^3	26.5	0.33
3×10^3	33.2	0.54
4×10^3	39	0.7832
5×10^3	45	1.07
6×10^3	50.8	1.44
7×10^3	56.8	1.93
8×10^3	63.5	2.63
9×10^3	71.5	3.85
10^4	90	11.7

широких эмиссионных линий. Напомним, что прямые методы определения величины радиуса данной области с помощью наблюдений высокого углового разрешения пока не работают. Оценка величины радиуса R_{BLR} на основе зависимости последнего от светимости в непрерывном спектре, т.е. на основе соотношения $R_{BLR} \sim L^{0.5}$ [23-25], не обладает необходимой точностью. Значительно лучший результат дает метод определения радиуса R_{BLR} по величине временной задержки между излучениями в линии и непрерывном спектре. Сама величина гравитационного радиуса R_g , т.е., по существу, масса СМЧД, может быть определена независимо на основе прямой корреляции между массой черной дыры M_{BH} и дисперсией скоростей звезд в балдже самой галактики ($M_{BH} - \sigma_b$ соотношение) [26,27], хотя

точность такого метода еще довольно низкая.

Вместе с тем, следует подчеркнуть, что в том случае, когда радиус области широких эмиссионных линий установлен надежно, соотношение (1) позволяет определить величину гравитационного радиуса, т.е. массу СМЧД. Напомним, что само значение $\sin i$ легко определяется из данных о величине степени поляризации излучения эмиссионной линии. Таким образом, в принципе, возможно определение массы сверхмассивной черной дыры на основе измеренной степени собственной поляризации широких эмиссионных линий в активных ядрах галактик.

3. *Определение M_{BH} для ряда конкретных объектов: сравнение с результатами других авторов.* Для подтверждения эффективности предлагаемого метода приведем несколько примеров.

Уравнение (1) позволяет выполнить независимую оценку массы СМЧД в АЯГ, определяя гравитационный радиус R_g .

Для Mrk 335 измеренная степень поляризации $H\alpha$ линии составляет $P_l(H\alpha) = 0.52 \pm 0.02$ [3], что, согласно табл.1, соответствует значению $\mu = 0.843$ и $\sin i = 0.539$. Соответствующая величина угла наклона равна $i = 32^\circ.5$. Величина R_{BLR} была определена в работе [2] $R_{BLR} = (4.07 \pm 0.34) \times 10^{16}$ см. Таким образом, из соотношения (1) получается следующая оценка гравита-

Таблица 5

ОТНОШЕНИЕ РАДИУСА ОБЛАСТИ ШИРОКИХ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ К ГРАВИТАЦИОННОМУ РАДИУСУ
ДЛЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК С ИЗМЕРЕННОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ $H\alpha$ ЛИНИИ [3]

Объект	$P_l(H\alpha)$	$\log(R_{BLR}/R_g)$
Akn 120	0.40 ± 0.02	$3.39^{+0.09}_{-0.02}$
Akn 564	0.34 ± 0.05	$4.63^{+0.05}_{-0.06}$
1 Zw 1	0.31 ± 0.02	$4.69^{+0.3}_{-0.1}$
Mrk 6	0.86 ± 0.03	$3.88^{+0.02}_{-0.14}$
Mrk 279	0.20 ± 0.06	$3.22^{+0.13}_{-0.16}$
Mrk 290	0.40 ± 0.05	$3.98^{+0.06}_{-0.04}$
Mrk 304	0.72 ± 0.07	3.82 ± 0.03
NGC 6814	1.71 ± 0.07	4.35 ± 0.01
NGC 7469	0.11 ± 0.02	$3.36^{+0.1}_{-0.09}$
NGC 7603	0.25 ± 0.04	$3.11^{+0.07}_{-0.08}$
PG 1211+143	0.11 ± 0.06	$3.87^{+0.2}_{-0.20}$
NGC 5548	0.20 ± 0.02	$3.15^{+0.09}_{-0.03}$
NGC 4051	0.47 ± 0.09	$4.58^{+0.12}_{-0.11}$
NGC 3783	0.22 ± 0.03	$3.55^{+0.07}_{-0.08}$

ционного радиуса и, следовательно, массы СМЧД $M_{\text{НН}} = (1.25 \pm 0.14) \times 10^7 M_{\odot}$. Полученная величина в пределах ошибок не противоречит имеющимся литературным данным [28, 29].

Для NGC 4051, для которого степень поляризации излучения H α линии $P_l(\text{H}\alpha) = 0.47 \pm 0.09$, поляриметрическая оценка дает величину $M_{\text{НН}} = (1.64^{+0.66}_{-0.33}) \times 10^6 M_{\odot}$. Эта величина хорошо соответствует оценке из работы [30].

Для NGC 7469 такие же расчеты дают поляриметрическую оценку $M_{\text{НН}} = (3.47^{+1.83}_{-1.39}) \times 10^7 M_{\odot}$. Это значение несколько расходится с оценкой, полученной в работе [30] на основе выбора значения вириального коэффициента $f = 1.0$.

Результаты расчетов по определению безразмерного радиуса области широких эмиссионных линий, т.е. $R_{\text{BLK}}/R_{\text{g}}$, для активных ядер галактик с измеренной степенью поляризации излучения в линии H α [3], представлены в табл. 5. Расчеты выполнены на основе модели оптически толстого диска с использованием формулы (1). Ключевым моментом в данном расчете является величина полной ширины эмиссионной линии на половине высоты. Результаты измерений ширины линий H α и H β для объектов из табл. 5 представлены в ряде работ [30–32]. При этом следует иметь в виду, что ширины линий H α и H β практически совпадают друг с другом. Действительно, согласно работе [33], имеет место следующее соотношение

$$\text{FWHM}(\text{H}\beta) = (1.07 \pm 0.07) \times 10^3 \times \left(\frac{\text{FWHM}(\text{H}\alpha)}{10^3 \text{ км/с}} \right)^{1.01 \pm 0.01} \quad (3)$$

4. Заключение В данной работе продемонстрировано как на основе наблюдений собственной поляризации широких эмиссионных линий излучения в активных ядрах галактик можно получить оценку радиуса области образования таких линий. Показано, что данные о степени поляризации и ширине линии на половине высоты однозначно определяют безразмерную величину, являющуюся отношением радиуса области к гравитационному радиусу, т.е. $R_{\text{BLK}}/R_{\text{g}}$. Это позволяет независимо измерить величину самого радиуса области широких эмиссионных линий, если масса СМЧД в центре галактики определена по дисперсии скоростей звезд в балдже и самой галактике. Таким образом возрастает роль метода определения масс СМЧД по дисперсии скоростей звезд и одновременно возрастает роль поляриметрических наблюдений области широких эмиссионных линий. В результате можно получить дополнительную информацию о физической природе области излучения широких эмиссионных линий, до сих пор детально обсуждаемую в современной

литературе.

Соотношение (1) с использованием значения $\sin i$, определенного из измеренной степени поляризации $P_l(\mu = \cos i)$, позволяет определить массу СМЧД, если, в свою очередь, надежно измерен радиус области широких эмиссионных линий. Таким образом, поляриметрия излучения активных ядер галактик может стать новым, независимым методом определения масс СМЧД. Мы планируем детально рассмотреть данную возможность в отдельной работе.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН №41 и программы ОФН РАН №17.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

POLARIZATION OF RADIATION AND THE BASIC PARAMETERS OF CIRCUMNUCLEAR REGION OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI

Yu.N.GNEDIN, M.Yu.PIOTROVICH, N.A.SILANTEV,
I.M.NATSVLISHVILI, S.D.BULIGA

We show that observations of the intrinsic polarization of broad lines emission on the active galactic nuclei allows to estimate really the radius of the broad line region (BLR). The degree of linear polarization of the broad lines emission determines directly dimensionless radius of the broad line region, namely, the ratio between BLR radius and gravitational radius. Comparison of this method with other methods of determining the BLR radius allows to get the strong constraints for the physical mechanism of the generation of broad lines emission in the nearest region of a supermassive black hole. This method gives the opportunity to obtain the strong constraints on the mass of a supermassive black hole in active galactic nuclei.

Key words: *polarization; active galactic nuclei; accretion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.P.Lobanov, J.A.Zensus*, arXiv:astro-ph/0606143, 2006.
2. *J.E.Greene et al.*, *Astrophys. J.*, **723**, 409, 2010.
3. *J.E.Smith et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **335**, 773, 2002.
4. *В.Л.Афанасьев и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **37**, 333, 2011.
5. *F.Marin*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **441**, 551, 2014.
6. *В.В.Соболев*, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, М., Гостехиздат, 1956.
7. *В.В.Соболев*, *Рассеяние света в атмосферах планет*, М., Наука, 1972.
8. *S.Chandrasekhar*, *Radiative transfer*, Clarendon Press, Oxford, 1950.
9. *R.Decarli, M.Labita, A.Treves, R.Falomo*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **387**, 1237, 2008.
10. *W.Kollatschny, M.Zetzl*, *Astron. Astrophys.*, **558**, A26, 2013.
11. *B.J.Wills, I.W.A.Browne*, *Astrophys. J.*, **302**, 56, 1986.
12. *K.Home, W.F.Welsh, B.M.Peterson*, *Astrophys. J. Lett.*, **367**, L5, 1991.
13. *C.M.Gaskell*, *New Astron. Rev.*, **53**, 140, 2009.
14. *S.Tremaine, S.W.Davis*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **441**, 1408, 2014.
15. *H.W.Lee, R.D.Blandford*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **288**, 19, 1997.
16. *B.J.Wills, H.Netzer, D.Wills*, *Astrophys. J.*, **288**, 91, 1985.
17. *M.Shadmehri*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **451**, 3671, 2015.
18. *S.A.Grandi*, *Astrophys. J.*, **255**, 25, 1982.
19. *J.Kovacevic, L.C.Popovic, W.Kollatschny*, *Advances in Space Research*, **54**, 1347, 2014.
20. *F.Marin et al.*, *Astron. Astrophys.*, **548**, A121, 2012.
21. *B.Agis-Gonzalez et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **443**, 2862, 2014.
22. *Н.А.Силантьев, М.Ю.Пиотрович, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацвлишвили*, *Астрон. ж.*, **87**, 1059, 2010.
23. *S.Kaspi et al.*, *Astrophys. J.*, **629**, 61, 2005.
24. *M.C.Bentz et al.*, *Astrophys. J.*, **644**, 133, 2006.
25. *M.C.Bentz et al.*, *Astrophys. J.*, **767**, 149, 2013.
26. *K.Gebhardt et al.*, *Astrophys. J.*, **543**, L5, 2000.
27. *L.Ferrarese et al.*, *Astrophys. J.*, **555**, L79, 2001.
28. *B.M.Petereson et al.*, *Astrophys. J.*, **613**, 682, 2004.
29. *C.S.Reynolds*, *Space Science Reviews*, **183**, 277, 2014.
30. *H.Feng, Y.Shen, H.Li*, *Astrophys. J.*, **794**, 77, 2014.
31. *W.Kollatschny, M.Zetzl, M.Dietrich*, *Astron. Astrophys.*, **454**, 459, 2006.
32. *L.C.Ho, J.Darling, J.E.Greene*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **177**, 103, 2008.
33. *J.E.Greene, L.C.Ho*, *Astrophys. J.*, **630**, 122, 2005.

ПРОДОЛЖЕНИЕ $H\alpha$ ОБЗОРА ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ, С.С.КАЙСИН, Е.И.КАЙСИНА

Поступила 18 августа 2015

Представлены изображения в эмиссионной линии $H\alpha$ для 35 близких объектов, наблюдавшихся на 6-м телескопе БТА. Три из них: NGC 3377, NGC 3384, NGC 3390 являются яркими E и S0 галактиками, одна галактика, UGC 7321, относится к типу Sd, два объекта принадлежат к удаленным шаровым скоплениям M31, а остальные галактики являются карликовыми системами морфологических типов dIr, dTr, dSph, BCD и Sm. Измеренные $H\alpha$ -потoki использованы для оценки интегральных (SFR) и удельных (sSFR) темпов звездообразования этих галактик. У всех объектов значения $\log[sSFR]$ лежат ниже предела $-0.4 (\text{Gyr}^{-1})$. Мы отмечаем, что у ближайшей сверхтонкой галактики UGC 7321, видимой с ребра, эмиссионный диск имеет экстремально большое отношение осей $a/b = 38$.

Ключевые слова: галактики; звездообразование

1. *Введение.* Начиная с 2004г. на 6-м телескопе САО РАН выполняется программа обзора близких галактик в бальмеровской линии $H\alpha$. Целью программы является определение темпа звездообразования у галактик, расположенных внутри фиксированного Местного объема, по измерению их интегрального потока в линии $H\alpha$.

К началу этого обзора в 2004г. "Каталог близких галактик", CNG [1], насчитывал 450 галактик с расстояниями $D < 10$ Мпк. За последние 10 лет эта выборка увеличилась в два раза благодаря широкопольным обзорам неба в оптическом диапазоне и в линии нейтрального водорода 21 см. Последняя версия "Дополненного каталога близких галактик", UNGC [2], содержит 869 объектов с оценками расстояния $D < 11$ Мпк и продолжает пополняться в виде базы данных, [3], доступной по адресу <http://www.sao.ru/iv/ivgdb>.

В настоящее время изображения в линии $H\alpha$ получены нами для ~400 близких галактик северного неба [4-11]. При этом во избежание нежелательных эффектов селекции, мы наблюдали галактики всех морфологических типов и светимостей без исключения. Полученные $H\alpha$ -снимки галактик и значения их $H\alpha$ -потокoв, представленные в базе данных [3], дают уникальную возможность исследовать распределение очагов звездообразования у галактик разных типов с высоким пространственным разрешением. Обзор основных особенностей звездообразования у близких галактик был

представлен нами в [12], где учтены также результаты измерения $H\alpha$ -потоков у ~ 200 галактик Местного объема по аналогичной программе, инициированной Кенникаттом [13].

Детальные карты распределения ионизованного водорода в близких галактиках в сочетании с данными о распределении в них молодых голубых звезд, полученными в обзоре GALEX [14], позволяют фиксировать темп звездообразования на масштабах времени от ~ 10 до ~ 100 млн лет. Многоапертурные наблюдения этих галактик в линии $H\text{I}$ [15,16] дают возможность изучить распределение и кинематику нейтрального водорода и тем самым лучше понять механизм преобразования газа в звезды. Массовый $H\alpha$ -обзор близких галактик служит также основой для отбора и последующего анализа кинематики наиболее активных объектов с помощью эталона Фабри-Перо [17,18].

Ниже мы приводим $H\alpha$ -изображения, значения $H\alpha$ -потоков и оценки темпа звездообразования (SFR) для 35 объектов Местного объема. Из них 30 являются карликовыми галактиками, 3 - массивными E, S0-галактиками, а 2 - шаровыми скоплениями на удаленной периферии M31.

2. Наблюдения и обработка данных. Наблюдения галактик проводились в первичном фокусе БТА с редуктором светосилы SCORPIO, оснащенным CCD-матрицей 2048×2048 пикселей, в период с октября 2014 по март 2015гг. Оптическая система обеспечивала поле зрения $\sim 6'$ с масштабом $0.185''/\text{пиксель}$. В наблюдениях использовался интерференционный фильтр шириной $\text{FWHM} = 75\text{\AA}$ и эффективной длиной волны $6555\text{\AA}$. Снимки в континууме были сделаны через среднеполосные фильтры SED607 ($\Delta\lambda = 167\text{\AA}$, $\lambda_c = 6063\text{\AA}$) и SED707 ($\Delta\lambda = 207\text{\AA}$, $\lambda_c = 7036\text{\AA}$). Все объекты наблюдались с одним и тем же набором фильтров, поскольку диапазон лучевых скоростей галактик был невелик. Суммарная экспозиция составляла около 20 мин на объект.

Обработка наблюдательных данных выполнялась набором стандартных процедур, которые включали в себя: вычитание темнового кадра, деление на плоское поле, удаление космических частиц и вычитание фона неба. Снимки в континууме нормировались к изображению в $H\alpha$ -фильтре с использованием 10-30 звезд и затем вычитались. $H\alpha$ -поток галактики определялся по $H\alpha$ -изображению с вычтенным континуумом. Калибровка потока осуществлялась по снимкам звезд - спектрофотометрических стандартов, которые наблюдались в те же ночи. Типичная погрешность измерения логарифма $H\alpha$ -потока определялась, в основном, погодными условиями и составляла $\sim 0.1 \text{ dex}$.

3. Результаты наблюдений. Мозаика 35 пар полученных изображений представлена на рис.1. Левые изображения в каждой паре соответствуют суммарной экспозиции в $H\alpha$ и в континууме, а правые -

снимку в $H\alpha$ с вычитанием континуума. Имя каждого объекта, масштаб снимка и ориентация "север-восток" указаны на правых изображениях. Яркие звезды, а также звезды и галактики с аномальным цветом видны на правых изображениях как остаточные "пеньки". Другой причиной неполностью вычитенных изображений явилась переменчивость атмосферной турбулентции. На некоторых снимках заметен слабый интерференционный узор, обусловленный несовершенством процедуры деления на плоское поле.

Измеренный интегральный поток галактики в линии $H\alpha$, $F(H\alpha)$, в единицах ($\text{эрг}/\text{см}^2 \text{с}$) исправлялся нами за Галактическое поглощение, согласно [19]. Исправленное его значение, $F_c(H\alpha)$ служило для оценки интегрального темпа звездообразования галактики [20] в единицах ($M_\odot/\text{год}$):

$$\log[SFR] = \log F_c(H\alpha) + 2\log D + 8.98, \quad (1)$$

где D - расстояние до галактики в Мпк. Здесь мы пренебрегли вкладом в поток эмиссионного дублета $[NII]$, а также внутренним поглощением в галактике, поскольку оба этих эффекта невелики для карликовых галактик [21,13], составляющих большинство среди наблюдавшихся объектов. Единственным исключением явилась спиральная галактика UGC 7321, видимая с "ребра", для которой величина внутреннего поглощения в линии $H\alpha$ принята равной $0^m.66$ по схеме [21].

Сводка основных параметров наблюдавшихся галактик представлена в табл.1. Ее столбцы содержат: 1 - имя галактики; 2 - экваториальные координаты на эпоху 2000.0; 3 - интегральную B -величину; 4 - морфологический тип по данным каталога UNGC [2]; 5 - расстояние в Мпк по данным [2]; 6 - способ, которым это расстояние определено: " rgb " - по светимости звезд ветви красных гигантов, " $sbfr$ " - по флуктуациям поверхностной яркости, " TF " - по соотношению Талли-Фишера между амплитудой вращения галактики и ее светимостью, " mem " - по членству в известных группах, " h " - по лучевой скорости относительно центроида Местной группы при значении параметра Хаббла $H_0 = 73 \text{ км/с/Мпк}$, " ixi " - по фактуре изображения карликовой галактики (эта оценка весьма неопределенна); 7 - логарифм измеренного нами потока в линии $H\alpha$; 8 - логарифм интегрального темпа звездообразования, согласно приведенной выше формуле; 9 - интегральный темп звездообразования галактики

$$\log[SFR(FUV)] = \log F_c(FUV) + 2\log D - 6.78, \quad (2)$$

который определен к ее потоку в далеком ультрафиолете ($\lambda_c = 1539 \text{ \AA}$, $\text{FWHM} = 269 \text{ \AA}$), измеренному на спутнике GALEX [14] с поправкой за поглощение света в Галактике; (10) - удельный темп звездообразования, нормированный на единицу звездной массы галактики. Несколько оценок $H\alpha$ - потока, полученных сквозь циркусы, отмечены двоеточием.

4. Индивидуальные особенности наблюдавшихся объектов.

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА НАБЛЮДАВШИХСЯ ГАЛАКТИК

Название	RA (2000.0) Dec	B_i mag	T	D Мпк	Метод	$\log F(\text{H}\alpha)$ эрг/см ² s	$\log \text{SFR}(\text{H}\alpha)$ $M_{\odot}/\text{год}$	$\log \text{SFR}(\text{FUV})$ $M_{\odot}/\text{год}$	$\log \text{SFR}(\text{H}\alpha)$ год ⁻¹
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
PAndAS-04	000442.9+472142	18.4	g.c	0.78	mem	<-15.71	<-6.82	-5.67	<-12.42
PAndAS-56	012303.5+415511	17.6	g.c	0.78	mem	<-14.53	<-5.72	<-6.47	<-11.50
[TT2009]25	022112.4+422151	17.9	dTr	9.8	mem	<-15.41	<-4.39	-4.16	<-11.58
[TT2009]30	022254.7+424245	18.9	dIr	9.8	mem	<-15.29	<-4.27	-4.25	<-11.07
KKH 30	051742.0+813727	17.5	dTr	9.0	txt	<-15.12	<-4.17	-3.53	<-11.46
N2146sat	062413.2+775753	17.5	dTr	9.0	txt	<-15.11	<-4.16	-3.82	<-11.45
AGC188955	082137.0+041901	17.5	dIr	14.5	TF	-13.43	-2.11	-2.24	-9.73
LV0853+3318	085326.8+331819	19.5	dIr	9.4	mem	-14.15	-3.20	-3.60	-9.66
LV0926+3343	092609.4+334304	17.8	Sm	10.3	TFb	-13.76	-2.74	-2.39	-10.04
LV1017+2922	101726.5+292211	16.6	BCD	5.4	h	-13.97	-3.50	-	-10.64
AGC749315	102906.4+265438	19.1	BCD	11.0	h'	-15.00	-3.91	-3.04	-10.66
AGC200499	103808.0+102251	14.4	BCD	13.9	h	-13.05	-1.73	-	-10.72
NGC3377	104742.4+135908	11.2	E	10.9	sbf	-12.84	-1.75	-2.25	-12.18
NGC3384	104816.9+123745	10.9	S0	11.4	sbf	<-15.32	<-4.20	-	<-14.94
NGC3413	105120.7+324558	13.2	Sm	12.0	TF	-12.13	-0.92	-1.04	-10.27
KKH 73	115006.4+554700	17.3	dTr	9.0	txt	<-15.12	<-4.23	<-4.48	<-11.49
NGC3990	115735.6+552731	13.4	S0	10.3	sbf	<-15.12	<-4.10	-	<-13.63
LV1157+5638	115754.2+563816	17.1	dIr	7.0	h	-13.01	-2.31	-2.86	-9.51
UGC7257	121503.0+355731	14.4	Sm	8.8	TF	-12.22	-1.32	-1.31	-9.63
UGC7321	121734.0+223225	14.1	Sd	17.2	TF	-12.71	-0.97	-0.23	-10.54
LV1218+4655	121811.1+465501	16.8	Sm	6.5	h	-14.21	-3.61	-2.89	-10.81
LV1219+4718	121927.2+471845	18.0	dIr	7.8	mem	<-15.19	<-4.41	-3.81	<-11.28
KK136	122040.6+470003	17.5	dSp	h 7.8	mem	<-15.08	<-4.30	-	<-12.08
KUG1218+387	122054.9+382549	15.4	BCD	8.0	h	-13.52	-2.71	-2.12	-10.65
UGC7427	122155.0+350305	15.9	dIr	9.7	TF	-13.13	-2.17	-	-10.06
DDO123	122608.1+581921	14.5	Sm	10.5	TF	-12.81	-1.81	-	-10.41
SBS1224+533	122652.6+530619	16.1	BCD	5.4	h	-13.41	-3.01	-2.65	-10.31
DDO131	123158.6+294235	15.3	dIr	8.1	mem	-12.91	-2.09	-1.94	-10.09
NGC4509	123306.8+320530	14.1	BCD	10.1	TF	-12.20	-1.20	-1.26	-9.94
IC3583	123643.5+131534	13.3	Im	9.5	rgb	-12.62	-1.63	-1.24	-10.44
UGCA294	124438.1+282821	14.8	BCD	9.9	TF	-12.71	-1.71	-1.57	-10.11
IC3840	125146.1+214407	16.9	dIr	5.5	TF	-13.60	-3.10	-2.69	-10.15
DDO169NW	131520.1+473237	18.0	dIr	4.2	mem	-13.84	-3.60	-3.02	-9.92
CGCG189-050	131704.9+375708	15.6	BCD	5.0	h	-12.78	-2.39	-	-9.84
AF7448-001	225935.3+164611	17.2	dIr	5.0	TF	-13.63	-3.16	-3.24	-10.11

PAndAS-04, PAndAS-56. Два шаровых скопления на далекой периферии M31 из каталога [22] с проекционными расстояниями от центра M31, соответственно, 124 клк и 103 клк. Такие обособленные объекты могут быть центрами, на которых происходит аккреция межгалактического газа. Согласно данным GALEX [14], PAndAS-04 имеет заметный поток в

далеком ультрафиолете. Однако по нашим измерениям $H\alpha$ -поток от обоих шаровых скоплений лежит ниже порога обнаружения.

[TT2009]25, [TT2009]30. Два кандидата в спутники массивной спиральной галактики NGC 891, обнаруженные в [23]. Недавнее измерение лучевой скорости у более яркого карликового объекта [TT2009]25 подтвердило его физическую связь с галактикой NGC 891 [24]. Обе карликовые галактики были детектированы как слабые FUV-источники в обзоре GALEX, но их $H\alpha$ -потоки оказались ниже порога обнаружения в наших наблюдениях.

KKN30, NGC2146sat. Две обособленные карликовые галактики низкой поверхностной яркости, лучевые скорости которых неизвестны. Структурные детали у них отсутствуют, но форма у обеих галактик вполне симметричная. $H\alpha$ -потоки от них не детектированы, но согласно обзору GALEX обе галактики являются слабыми FUV-источниками. По сочетанию этих признаков они были классифицированы как карликовые галактики типа dTg, промежуточного между dIrg и dSph. Расстояния до обеих галактик крайне неопределенные. Возможно, что эти карликовые системы являются периферийными спутниками пекулярной галактики NGC 2146, расстояние до которой оценивается в 18 Мпк [25].

AGC188955, AGC749315, AGC200499. Карликовые галактики поздних типов, обнаруженные в "слепом" HI-обзоре ALFALFA [26]. В каждом из трех этих объектов видны компактные очаги звездообразования.

LV0853+3318, LV0926+3343. Две эмиссионных карликовых галактики в зоне близкой космической пустоты Gemini-Leo. Первая из них является спутником массивной спирали NGC 2683, расстояние которой, согласно [27], приписано ее карликовому компаньону.

NGC 3377, NGC 3384. Эти галактики типов E и S0 относятся к ярчайшим членам группы Leo I. Расстояния до них измерены по флуктуациям поверхностной яркости [28]. Центральная часть NGC 3377 показывает эмиссию в линии $H\alpha$, а также в далеком ультрафиолете.

NGC 3413. Пекулярная компактная галактика позднего типа с эмиссионным кольцом, видимым почти с ребра, и яркой эмиссионной центральной областью.

UGC 7257. Обособленная Sm галактика с лучевой скоростью $V_{LG}=957$ км/с на расстоянии 8.8 Мпк. Галактика выделяется обилием очагов звездообразования, которые образуют спиралеобразную структуру с ярким HII-комплексом на северном конце.

UGC 7321. Эта Sd галактика, видимая строго с ребра, имеет лучевую скорость $V_{LG}=339$ км/с и расстояние 17.2 Мпк [2]. Она принадлежит к необычной группе галактик Coma I, которая обладает пекулярной скоростью около -700 км/с [29]. Эмиссионный диск этой галактики, очерченный HII-

областями, имеет рекордно высокое отношение осей, $a/b = 38$. NGC 7321 является самым близким и выразительным примером "сверхтонких" дисковых галактик.

LV1219+4718, KK 136. Обе галактики отмечены в базе данных [3] как предполагаемые спутники массивной спирали NGC 4258. периферия которой видна в правом нижнем углу снимка LV1219+4718. Лучевые скорости этих галактик пока не измерены. Регулярный вид структуры dSph галактики KK136 и отсутствие у нее эмиссии в H α и FUV могут служить косвенными признаками выметания газа из KK136 при ее взаимодействии с NGC 4258. Однако в случае dIг галактики LV1219+4718 отсутствие H α -эмиссии при заметном FUV-потоке вероятно свидетельствуют о том, что это - галактика дальнего фона со значительной лучевой скоростью, смещающей линию H α за пределы использованного фильтра.

UGC 7427. Эта иррегулярная карликовая система имеет вид гантели с двумя кольцеобразными эмиссионными областями. Возможно, она является результатом слияния двух карликовых галактик с примерно одинаковыми массами.

DDO 123 = UGC 7534. Галактика типа Sm, на южную сторону которой проектируется яркая звезда. В теле галактики имеется множество мелких компактных HII-областей. Горизонтальная линия на снимке вызвана пролетом спутника во время экспозиции.

SBS1224+533 = MCG+09-20-182. Голубая компактная галактика из Второго Бюраканского обзора [30] с лучевой скоростью $V_{LG} = 390$ км/с.

DDO 131. Это - иррегулярная галактика низкой поверхностной яркости, вероятный спутник спирали NGC 4559, расстояние до которой 8.1 Мпк. Помимо компактных HII-областей, она имеет 4 эмиссионных кольца с угловыми диаметрами 5-10", которые могут быть остатками вспышек сверхновых.

NGC 4509 = Mrk 773. Компактная карликовая галактика высокой поверхностной яркости с петлей мелких эмиссионных узлов на северной стороне.

IC 3583 = VCC 1686. Галактика типа Sm с лучевой скоростью $V_{LG} = 1024$ км/с. На небе она располагается вблизи центра скопления галактик в Деве. Судя по ее расстоянию $D = 9.5$ Мпк, измеренному на космическом телескопе Хаббла [31], IC 3583 не является членом скопления, а находится перед скоплением на расстоянии ~ 7 Мпк от его центра. На снимке в континууме галактика обнаруживает асимметричную оболочку, которая не показывает признаков H α -эмиссии.

UGCA 294 = Haro33. Голубая компактная карликовая галактика, эмиссионные узлы которой расположены почти в контакте друг с другом.

IC 3840. Иррегулярная карликовая галактика низкой поверхностной

яркости. На ее северной стороне имеется узкая эмиссионная дуга или же фрагмент кольцевой структуры.

DDO 169NW. Диффузный "зернистый" спутник галактики DDO 169= UGC 8331, расположенный на 3' к северо-западу от ее центра. Согласно [32], DDO 169NW имеет высокое отношение водородной массы к светимости. Основной Н α -поток DDO 169NW приходится на слабую диффузную компоненту, распределенную по всему телу спутника.

CGCG 189-050. Компактная голубая галактика с лучевой скоростью $V_{LG} = 368$ км/с, вероятный удаленный спутник массивной спиральной галактики NGC 4736.

AF 7448-001. Иррегулярная карликовая галактика, обнаруженная в HI-обзоре AGES [33]. Основной Н α -поток ее сосредоточен в единственной компактной HII-области.

5. Заключительные замечания. Из данных таблицы следует, что более 3/4 наблюдавшихся галактик имеют оценки темпа звездообразования, сделанные двумя независимыми методами: по потоку в линии Н α и по далекому ультрафиолетовому потоку FUV. Среднее значение разности темпа звездообразования по ним составляет $\langle \log SFR(H\alpha) - \log SFR(FUV) \rangle = -0.18 \pm 0.10$ со средним квадратичным отклонением 0.40. Как было неоднократно отмечено [34,12,13], определение темпа звездообразования по Н α -потoku для карликовых галактик систематически недооценивает величину SFR в сравнении с измерениями по FUV-потoku. Это различие тем сильнее, чем ниже светимость карликовой галактики и ниже ее поверхностная яркость. Как было отмечено в [34], начальная функция звездных масс на ярком ее конце может быть существенно разной у карликовых и у спиральных галактик. Из-за этого эмпирическая нормировка $SFR(H\alpha) = SFR(FUV)$, сделанная для массивных дисков, не совсем подходит для карликовых систем. Индивидуальные расхождения в оценках $SFR(H\alpha)$ и $SFR(FUV)$ могут быть также вызваны переменной темпа звездообразования, характерной для карликовых галактик. Оценки $SFR(FUV)$ относятся к типичному интервалу времени ~ 100 млн лет, тогда как значения $SFR(H\alpha)$ соответствуют интервалу $\Delta t \sim 10$ млн лет. В моменты максимума вспышки звездообразования величина $SFR(H\alpha)/SFR(FUV)$ у иррегулярных и голубых компактных галактик может быть заметно больше единицы.

Согласно наблюдательным данным [12,35,36], удельный темп звездообразования $sSFR = SFR/M^*$, отнесенный к единице звездной массы галактики, не превышает верхнего предела $(SFR)_{max} \approx -9.4 \text{ dex } (\text{год}^{-1})$. Это эмпирическое условие выполняется для 99% галактик всех морфологических типов и является некой важной характеристикой процесса преобразования газа в звезды в современную эпоху. Как следует из данных последних столбцов таблицы, этому пределу подчиняются оценки $SFR(H\alpha)$ и $SFR(FUV)$ для

всех наблюдавшихся нами галактик. Подчеркнем, что наличие у галактик эмпирического верхнего предела $(SFR)_{max}$ не получило пока ясного теоретического истолкования.

Данная работа была поддержана грантом РФФИ 15-52-45004, РФФИ 13-02-00780, получение новых наблюдательных данных для пополнения базы данных <http://www.sao.ru/lv/lvgdb> выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00965).

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

EXTENDING THE $H\alpha$ SURVEY FOR THE LOCAL VOLUME GALAXIES

I.D.KARACHENTSEV, S.S.KAISIN, E.I.KAISINA

The emission $H\alpha$ line images are presented for 35 nearby objects based on observations with the 6-meter BTA telescope. Three of them: NGC 3377, NGC 3384, NGC 3390 are luminous E and S0 galaxies, one is an edge-on Sd galaxy UGC 7321, two are remote globular clusters associated with M 31, and the rest are dwarf galaxies of dIr, dTr, dSph, BCD and Sm types. The measured $H\alpha$ fluxes of the galaxies are used to derive their integral (SFR) and specific (sSFR) star formation rates. For all the objects their $\log[sSFR]$ lie below $-0.4(\text{Gyr}^{-1})$. We notice that the emission disk of the nearest superthin edge-on galaxy UGC 7321 has the extreme apparent axial ratio of $a/b = 38$.

Key words: *galaxies: star formation*

ЛИТЕРАТУРА

1. I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier, D.I.Makarov, Astron. J., **127**, 2031, 2004=CNG.
2. I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, E.I.Kaisina, Astron. J., **145**, 101, 2013=UNGC.
3. E.I.Kaisina, D.I.Makarov, I.D.Karachentsev, S.S.Kaisin, Astrophys. Bull., **67**, 115, 2012.
4. S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev, Astrophysics, **49**, 287, 2006.
5. I.D.Karachentsev, S.S.Kaisin, Astron. J., **133**, 1883, 2007.

6. *S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev*, *Astron. and Astrophys.*, **479**, 60, 2008.
7. *I.D.Karachentsev, S.S.Kaisin*, *Astron. J.*, **140**, 1241, 2010.
8. *S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev, E.I.Kaisina*, *Astrophysics*, **54**, 315, 2011.
9. *S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev*, *Astrophysics*, **56**, 305, 2013.
10. *S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev*, *Astrophys. Bull.*, **68**, 381, 2013.
11. *S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev*, *Astrophys. Bull.*, **69**, 390, 2014.
12. *I.D.Karachentsev, E.I.Kaisina*, *Astron. J.*, **146**, 46, 2013.
13. *J.C.Lee, R.C.Kennicutt, J.G.Funes et al.*, *Astrophys. J.*, **692**, 1305, 2009.
14. *A.Gil de Paz, S.Boissier, B.F.Madore et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **173**, 185, 2007.
15. *A.Begum, J.N.Chengalur, I.D.Karachentsev, M.E.Sharina, S.S.Kaisin*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **386**, 1667, 2008.
16. *S.Roychowdhury, J.N.Chengalur, A.Begum, I.D.Karachentsev*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **404L**, 60, 2010.
17. *A.V.Moiseev*, *Astrophys. Bull.*, **69**, 1, 2014.
18. *A.V.Moiseev, A.V.Tikhonov, A.Klypin*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **449**, 3568, 2015.
19. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
20. *R.C.Kennicutt*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 189, 1998.
21. *M.A.W.Verheijen*, *Astrophys. J.*, **563**, 694, 2001.
22. *A.P.Huxor, A.D.Mackey, A.M.N.Ferguson et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 2165, 2014.
23. *N.Trentham, R.B.Bully*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **398**, 722, 2009.
24. *I.D.Karachentsev, M.E.Sharina, D.I.Makarov et al.*, *Astrophysics*, **58**, 331, 2015.
25. *A.Adamo, L.J.Smith, J.S.Gallagher et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **426**, 1185, 2012.
26. *M.P.Haynes, R.Giovanelli, A.M.Martin et al.*, *Astron. J.*, **142**, 170, 2011.
27. *I.D.Karachentsev, R.B.Tully, L.N.Makarova et al.*, *Astrophys. J.*, **805**, 144, 2015.
28. *L.Ferrarese, J.R.Mould, R.C.Kennicutt et al.*, *Astrophys. J.*, **529**, 745, 2000.
29. *I.D.Karachentsev, O.G.Nasonova, H.M.Courtois*, *Astrophys. J.*, **743**, 123, 2011.
30. *B.E.Markarian*, *Astrofizics*, **12**, 389, 1976.
31. *I.D.Karachentsev, R.B.Tully, Po-Feng Wu, E.J.Shaya, A.E.Dolphin*, *Astrophys. J.*, **782**, 4, 2014.
32. *R.A.Swaters*, PhD Thesis, Groningen, 1999.
33. *R.Taylor, R.F.Minchin, H.Herbst, R.Smith*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442L**, 46, 2014.
34. *J.Pflamm-Altenburg, C.Weidner, P.Kroupa*, *Astrophys. J.*, **671**, 1550, 2007.
35. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, O.V.Melnyk, H.M.Courtois*, *Astrophys. Bull.*, **68**, 243, 2013.
36. *V.E.Karachentseva, O.V.Melnyk, I.D.Karachentsev*, *Astrophysics*, **57**, 1, 2014.

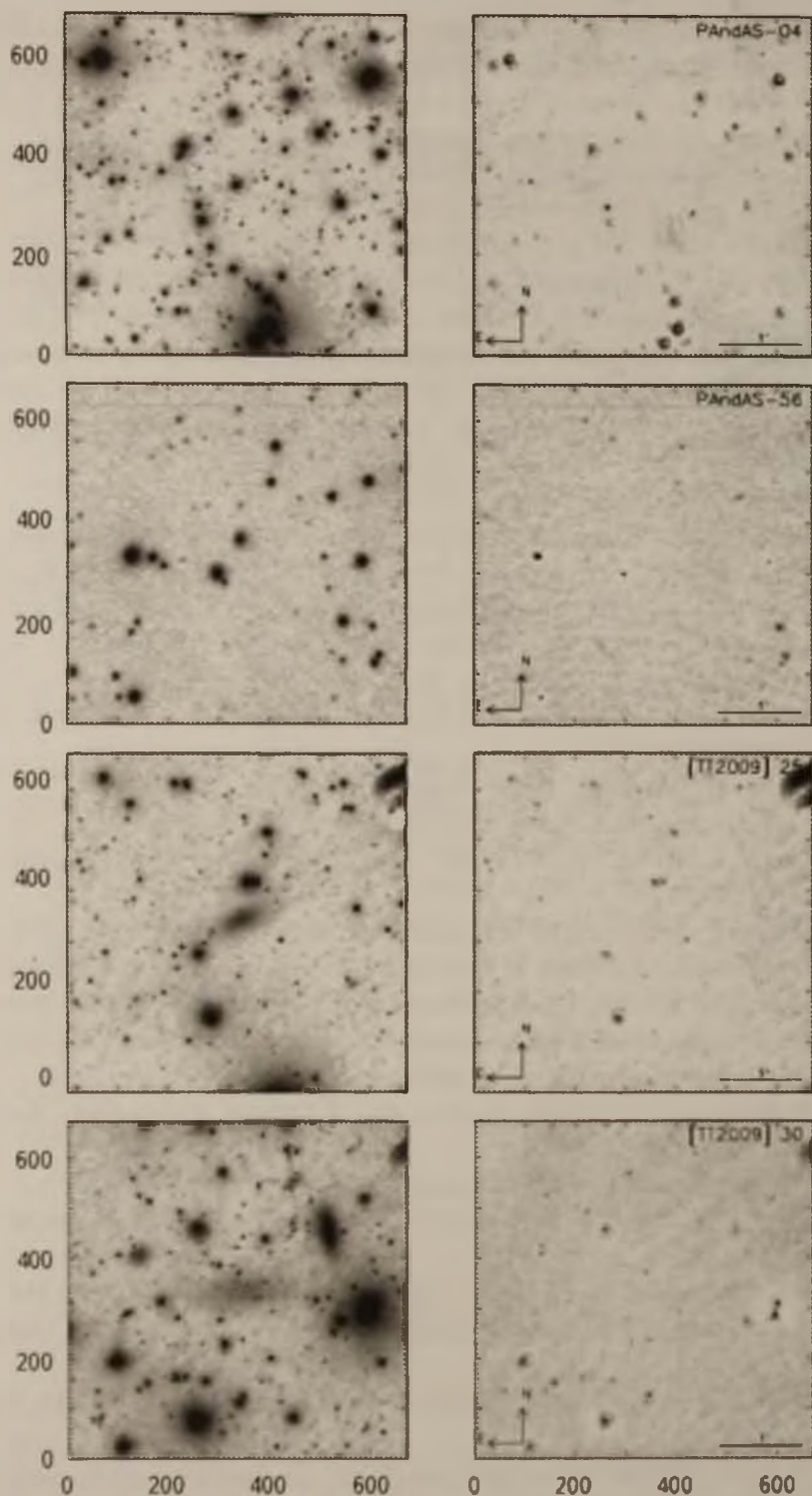


Рис.1. Мозаика изображений объектов Местного объема. Левые изображения в каждой паре представляют сумму экспозиций в линии $H\alpha$ и в континууме, а правые изображения соответствуют разности " $H\alpha$ - континуум". В нижних углах правых снимков указан угловой масштаб и ориентация.

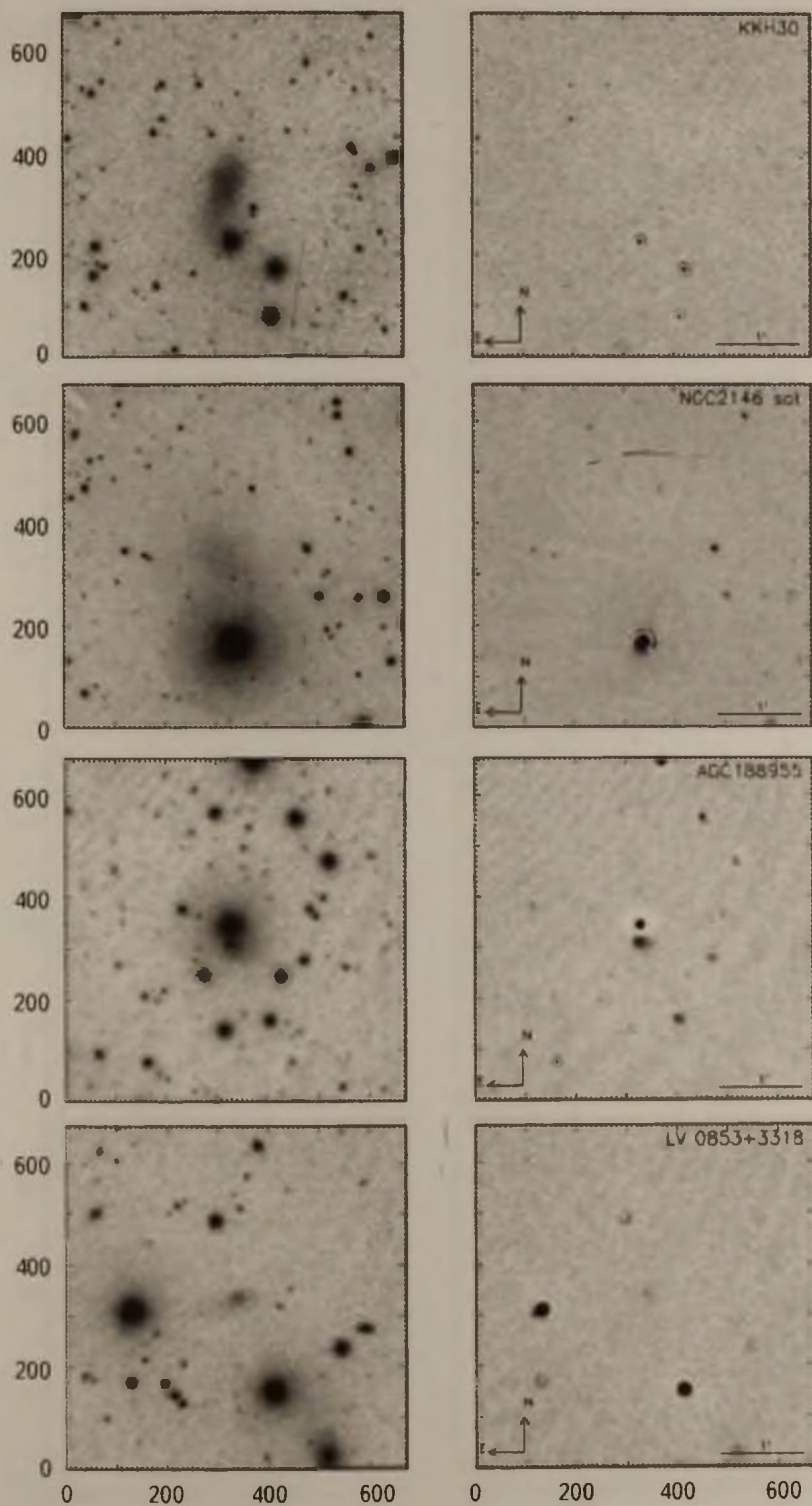


Рис.1. (Продолжение).

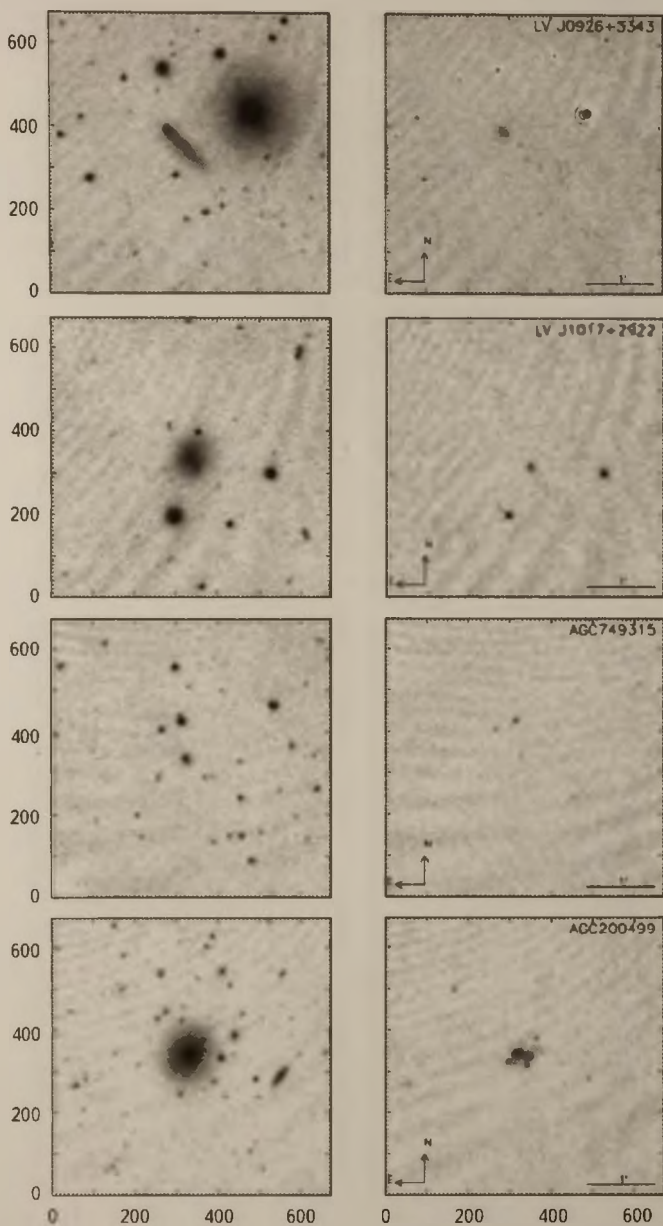


Рис 1 (Продолжение).

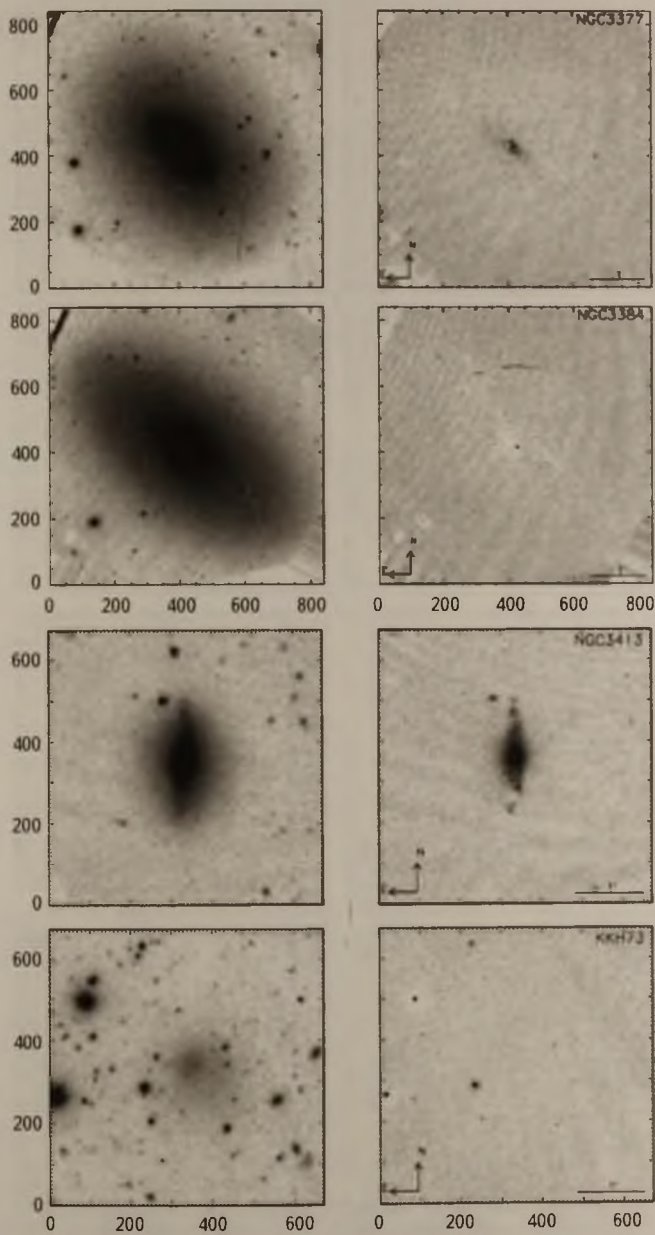


Рис.1. (Продолжение).

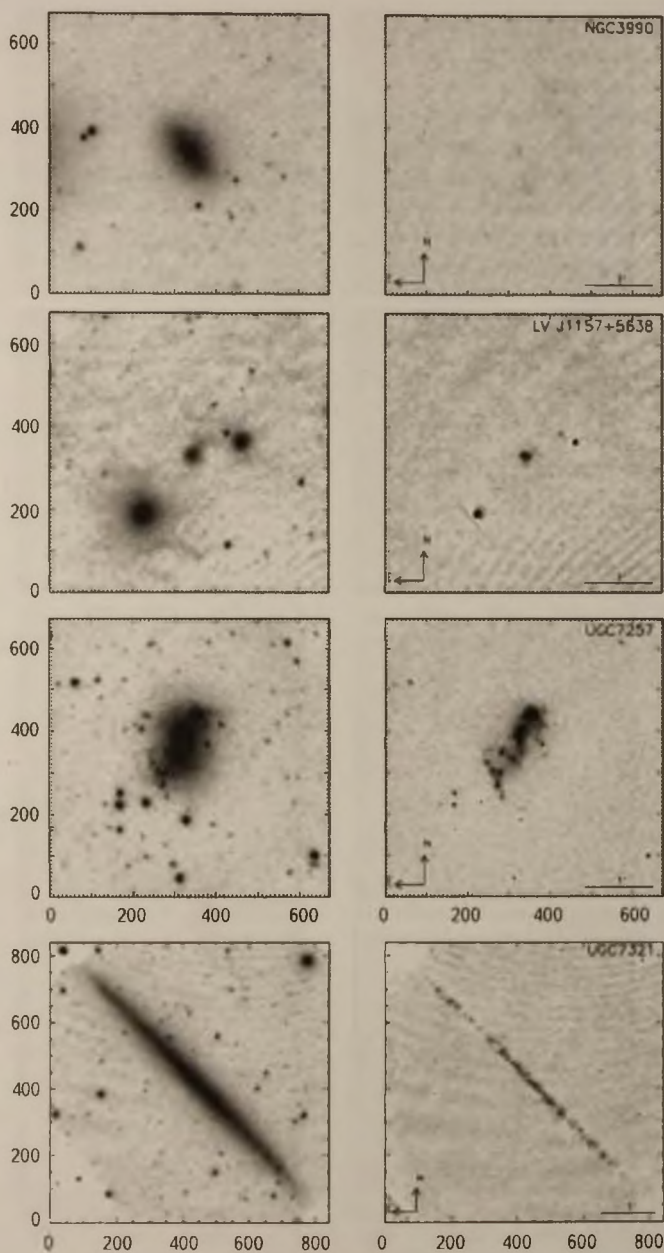


Рис.1. (Продолжение).

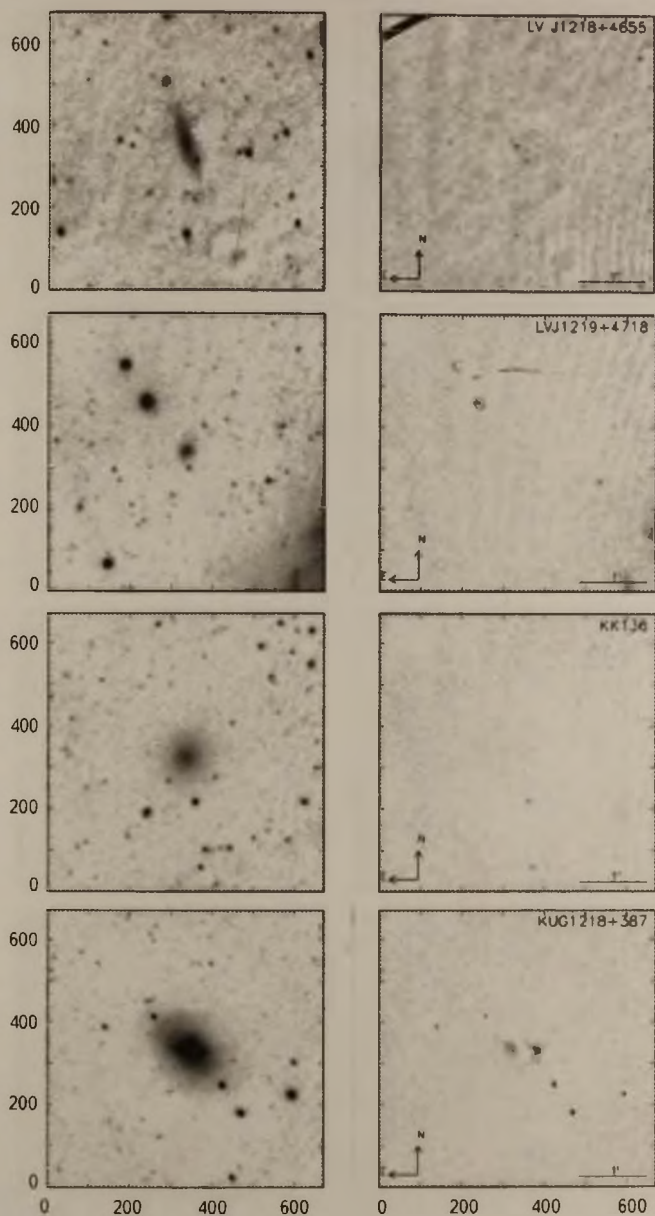


Рис. 1. (Продолжение).

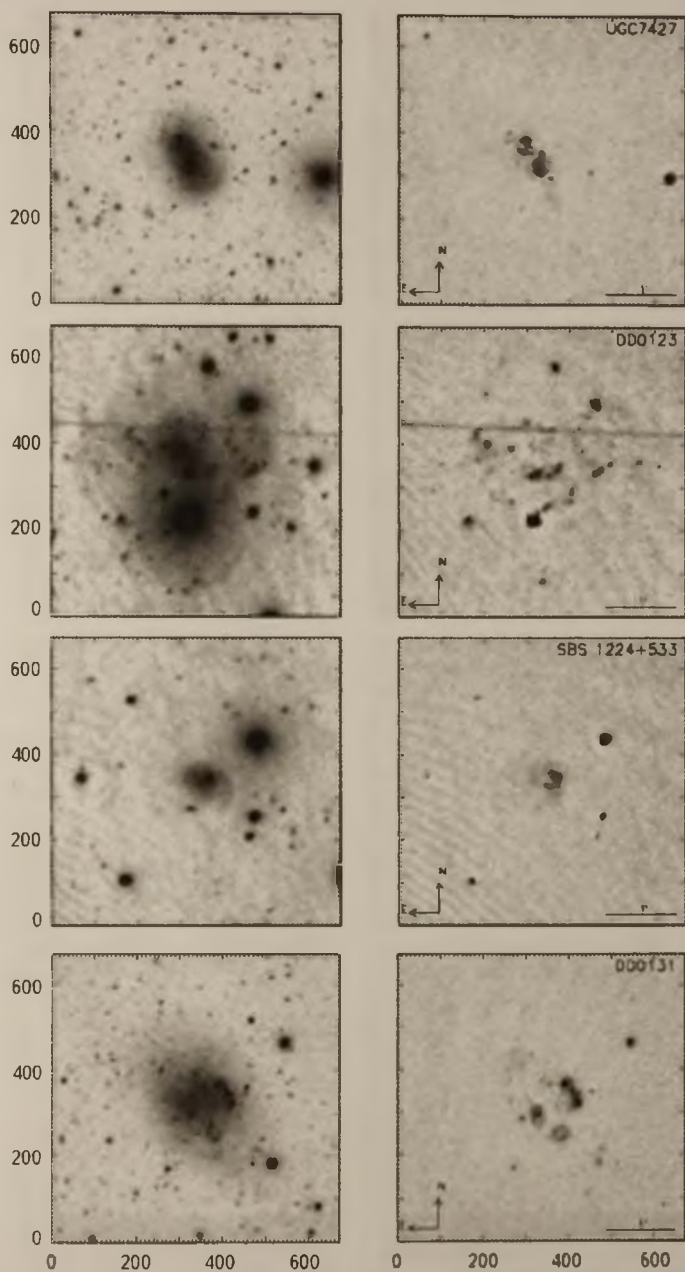


Рис. 1 (Продолжение).

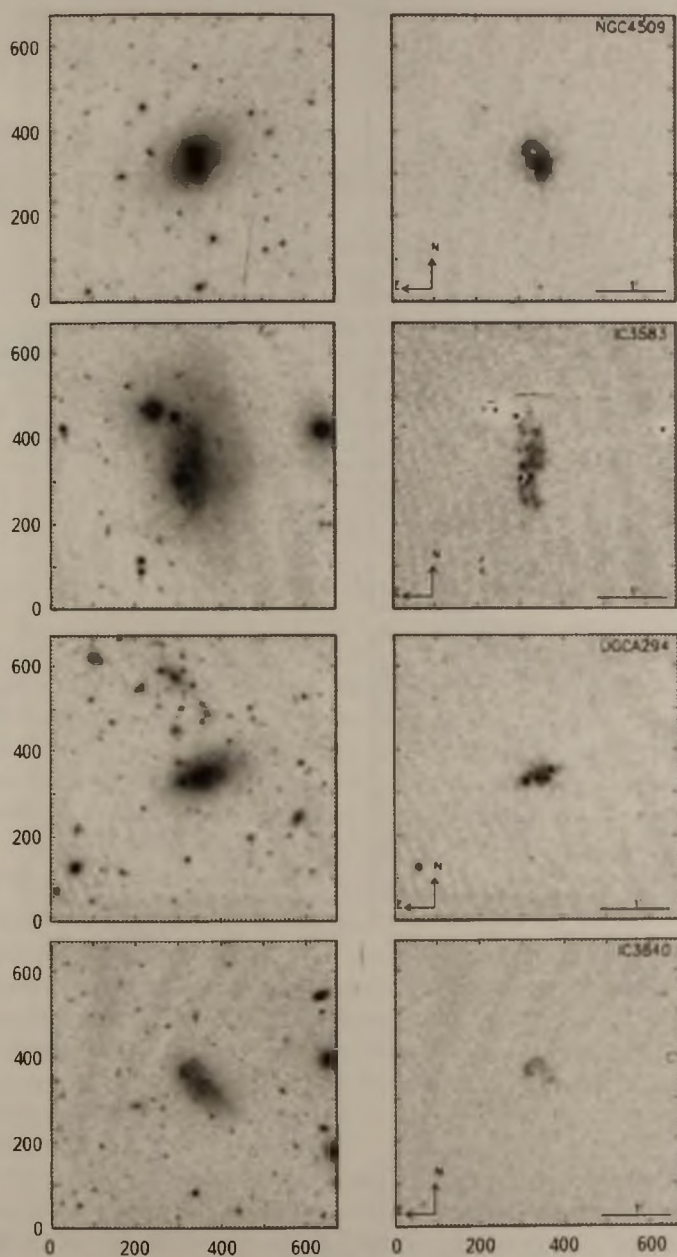


Рис.1. (Продолжение).

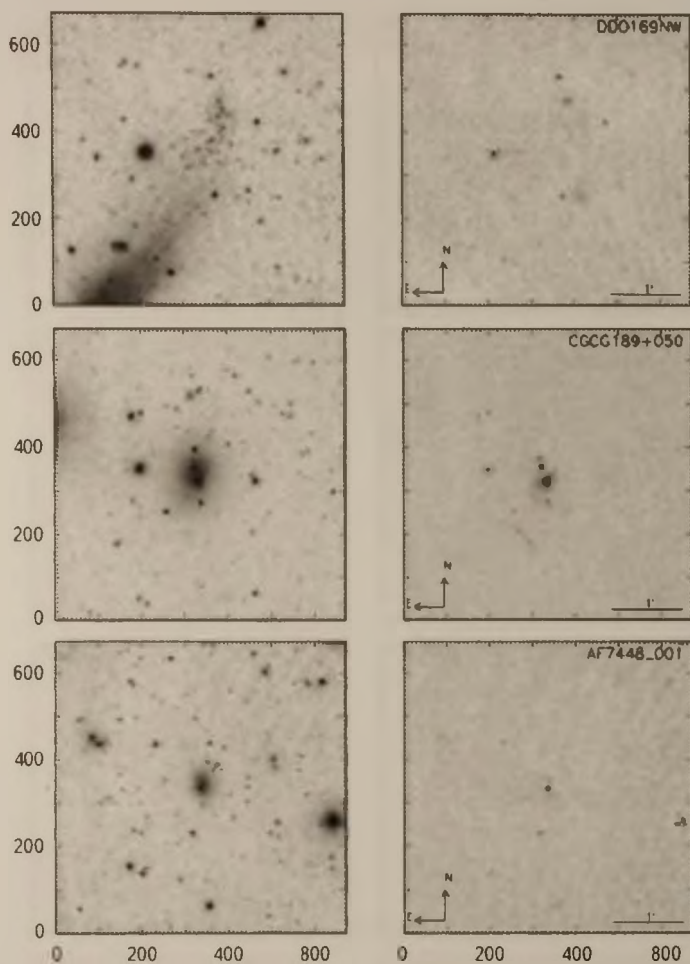


Рис.1. (Окончание).

THE ROTATION OF GROUPS OF GALAXIES

H.M. TOVMASSIAN

Received 24 July 2015

Accepted 16 September 2015

The groups with 10 to 16 members and with almost symmetrical distribution of galaxies in relation to their small and large axes, that could be dynamically confined and not contaminated with interlopers and projected field galaxies, are selected for study. Average velocities of members galaxies at two sides of the small and of the large axis of these groups are compared with their velocity dispersions. Additionally, the dependence of the group elongation (the b/a ratio) on the velocity dispersion is discussed. It is shown that members of about 10% + 25% of the studied groups move along the group elongation, hence these groups are rotating. Possible rotation of other groups could also be detected, if to exclude interlopers and projected galaxies.

Key words: groups of galaxies: rotation

1. *Introduction* It has been shown that galaxy groups have prolate spheroid space configuration [1-5]. In series of papers Tovmassian and collaborators [6-13] showed by the study of small samples of compact and ordinary groups of galaxies that their members move preferentially along the group elongation. Such movements may be explained by oscillation of galaxies along the group elongation, or rotation around the group small axes. In this paper we study the dynamics of large sample of groups and prove previous conclusions on the preferential movement of the group member galaxies along the group elongation, that in analogy with rotation of galaxy clusters [14] may be explained by rotation of groups.

2. *Analysis and results.* In this paper we analyze the groups of the large catalog compiled by Tempel, Tago and Liivamagi [15]. The study of the group dynamics is complicated for the interlopers and galaxies projected over the group. Robotham, Phillips, and de Propriis [16] showed that groups of small richness containing less than 9 members are strongly contaminated by interlopers and/or projected field galaxies. Therefore, we analyze in this paper the groups with higher number of members, $m = 10$, $m = 12$, $m = 14$ and $m = 16$, that may be less contaminated.

For the search of the group dynamics it is more appropriate to use elongated groups, since their small axes could be the possible rotation axes. We characterize the elongation of groups by the b/a parameter [17], where a is the angular distance between the most widely separated galaxies in the group,

group large axes. In Fig.1 the graphs $\sigma_v - \Delta V_2$ are also presented. Contrary to differences ΔV_1 , the differences ΔV_2 are not correlated with σ_v .

The found correlation $\sigma_v - \Delta V_1$ and absence of correlation $\sigma_v - \Delta V_2$ show that the selected groups are not accidental groupings of galaxies, but are dynamically confined entities, in which member galaxies move along the group elongation. Indeed, if member galaxies in groups, that have prolate spheroid configuration [1-5], move along the group elongation, then both the difference ΔV_1 and the velocity dispersion σ_v will depend on the group orientation: when the orientation of the group elongation approaches to the line of sight both these parameters increase.

If members of these groups move not chaotically, but regularly along the group elongation, their velocity dispersion will depend on the b/a ratio. The higher is the b/a , the closer to the line of sight is the direction of the group elongation, and correspondingly, the higher will be σ_v . Fig.2 shows that σ_v for all four samples depends on b/a . The correlation coefficients are equal to

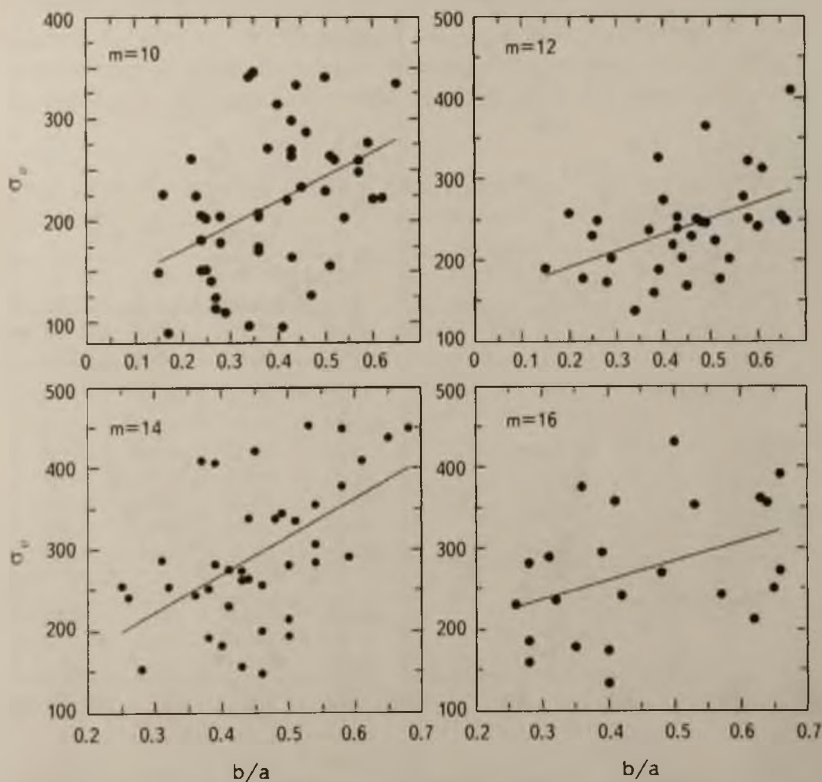


Fig.2. The graph $b/a - \sigma_v$ for groups of richnesses $m = 10$, $m = 12$, $m = 14$ and $m = 16$.

0.44, 0.47, 0.48 and 0.41 respectively. Thus, the members of selected groups are indeed moving along the group elongation. It has been shown that larger systems of galaxies, galaxy clusters, rotate [14]. In analogy, we suggest that the found regular movements of members of groups along the group elongation is due to rotation of member galaxies around the group small axes.

Apparently, among contaminated groups there could also be rotating groups, but with smaller number of members. We draw graphs $b/a - \sigma_v$ for the rest of groups of the samples with richness $m=14$ (143 groups) and $m=16$ (101 groups). Fig.3 shows that σ_v of these groups does not depend on the b/a ratio. The absence of $b/a - \sigma_v$ correlation could be due by contamination of some

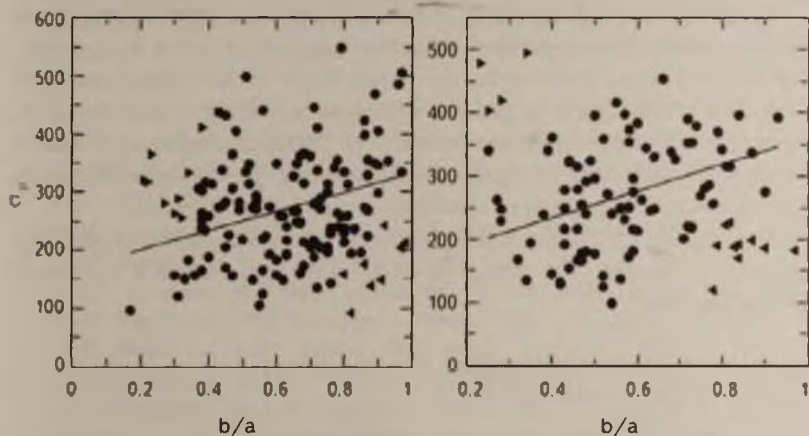


Fig.3 The graph $b/a - \sigma_v$ for the whole sample of groups of richnesses $m=14$ and $m=16$ with exclusion of rotating groups. Contaminated clusters are marked by triangles right and left.

groups. The maps drawn for a few groups that have small b/a and high σ_v , and in contrary, have high b/a and small σ_v show that each of them most probably consist in fact of two groups with high and low average velocities projected over each other. After exclusion of the apparently contaminated groups, the rest of groups demonstrate the dependence $b/a - \sigma_v$ with correlation coefficient 0.32 for groups of richness $m=14$ and 0.40 for groups of richness $m=16$. We suggest that the correlation $b/a - \sigma_v$ could be stronger, if it will be possible to exclude all contaminated groups.

3. Conclusions. We selected those elongated groups of richnesses 10, 12, 14 and 16 by their observed configuration that could be less contaminated by interlopers and/or field galaxies and are gravitationally confined. The found correlation of the differences between average velocities of members at two sides of the supposed rotation axes with the group velocity dispersion, and absence of such correlation for members located at two sides of the large axes, show

that members of selected groups move along the group elongation. The correlation between the group elongation, b/a ratio, and the group velocity dispersion σ_v proves the conclusion on their dynamics. Members of only 10-25% of groups have characteristic movement along the group elongation. We conclude that these groups are rotating. The rate of the found rotating groups increases with the group richness, since the relative number of interlopers and projected galaxies in richer groups is smaller. The majority of groups are strongly contaminated by interlopers and projected field galaxies, which prevents revealing their rotation. Exclusion of obviously contaminated groups from the sample, shows that many of them could also be rotating.

It follows that for inclusion in the study the groups, highly contaminated by not members, their determined physical parameters, i.e. linear sizes, masses, velocity dispersions, luminosities, etc., could be not correct. We showed that about 90% of the sample of groups of richness $m = 10$ are contaminated. In the sample of groups of richness $m = 16$ about 75% are contaminated. It follows also that the algorithms for the group selection must be developed for taking into account contamination of candidate groups by not members.

Thus, groups of galaxies, as galaxy clusters [14], rotate. The obtained results support the suggestion that systems of galaxies have been formed in primordial rotating gas clouds.

377, W.California, 30, Glendale, CA, 91203, USA,
e-mail: htovmas@gmail.com

ВРАЩЕНИЕ ГРУПП ГАЛАКТИК

Г.М.ТОВМАСЯН

Для изучения отобранны группы, состоящие от 10 до 16 членов, распределенных почти симметрично относительно их малых и больших осей, и которые, следовательно, могут быть динамически ограниченными, могут не иметь входящих в них новых членов, и на которых практически нет проецированных на них галактик. Средние скорости галактик на двух сторонах малых и больших осей этих групп сравнены с их дисперсией скоростей. Дополнительно рассмотрена также зависимость эллиптичности группы (отношение b/a) от дисперсии скоростей. Показано, что около 10-25% членов изученных групп движутся вдоль их больших осей, и, следовательно, эти группы вращаются. Вращение других групп также

может быть обнаружено, если исключить входящие в них, а также проецированные на них галактики.

Ключевые слова: *группы галактик; вращение*

REFERENCES

1. R.A.Vardanian, Yu.K.Melik-Alaverdian, *Astrofizika*, **14**, 110, 1978.
2. P.Hickson, Z.Ninkov, P.Huchra, G.A.Mamon, in *Clusters and Groups of Galaxies*, eds. F.Mardirossian, G.Guiricin, M.Mezzetti, Reidel, Dordrecht, p. 367, 1984.
3. S.A.Malykh, V.V.Orlov, *Astrofizika*, **24**, 254, 1986.
4. H.Oleak, D.Stoll, H.Tiersch, H.T.MacGillivray, *Astron. J.*, **109**, 1485, 1995.
5. Plionis, M.Basilakos, H.M.Tovmassian, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **352**, 1323, 2004.
6. H.M.Tovmassian, O.Martinez, H.Tiersch, *Astron. Astrophys.*, **348**, 693, 1999.
7. H.M.Tovmassian, V.H.Chavushyan, *Astron. J.*, **119**, 128, 2000.
8. H.M.Tovmassian, H.Tiersch, O.Martinez, O.Yam, *Publ. Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, Eds: M.J.Valtonen, C.Flynn, **209**, 233, 2000.
9. H.M.Tovmassian, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **113**, 543, 2001.
10. H.M.Tovmassian, O.Yam, H.Tiersch, *RevMAA*, **37**, 173, 2001.
11. H.M.Tovmassian, O.Yam, H.Tiersch, *ApJL*, **567**, L33, 2002.
12. M.Plionis, H.M.Tovmassian, *Astron. Astrophys.*, **415**, 803, 2004.
13. H.M.Tovmassian, M.Plionis, J.P.Torres-Papaqui, *Astron. Astrophys.*, **456**, 839, 2006.
14. H.M.Tovmassian, *Astrophysics*, **58**, 353, 2015.
15. E.Tempel, E.Tago, L.J.Liivamagi, *Astron. Astrophys.*, **540**, 106, 2012.
16. A.Robotham, S.Phillips, R. de Propriis, *Astrophys. J.*, **672**, 834, 2007.
17. H.J.Rood, *Astrophys. J.*, **233**, 21, 1979.
18. R.J.Pearson, T.J.Ponman, P.Norberg et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **449**, 3082, 2015.
19. R.N.Proctor, C.Mendes de Oliveira, L.Azanha et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **449**, 2345, 2015.
20. B.Tully, *Astron. J.*, **149**, 54, 2015.

КРАТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ СИСТЕМЫ В МОЛОДОМ
СКОПЛЕНИИ IRAS 05137+3919

Е.Г.НИКОГОСЯН, Г.А.АРУТЮНЯН, Н.М.АЗАТЯН

Поступила 10 сентября 2015

С помощью статистического анализа в молодом звездном скоплении, расположенном вокруг IRAS 05137+3919 источника на расстоянии 4.4 кпк, было выявлено четыре двойных объекта и один триплет. К их числу относится пара Ae/Be звезд Хербига. Процентное содержание кратных систем в скоплении составляет: $mf = 5 - 6\%$ и $cr = 10 - 13\%$. Массы компонентов в кратных системах находятся в интервале от ~ 1 до $8 M_{\odot}$, а $\log P$ (P - период вращения в годах) - от 4.4 до 4.7. Медианное значение отношения масс компонентов составляет $q = 0.86$. Процентный состав кратных систем и их параметры схожи с данными, полученными в других областях звездообразования (ONC, Perseus, UScoA), в которых величины параметров mf и cr сравнимы с результатами, полученными для звездного населения поля.

Ключевые слова: *статистический анализ: кратные системы - открытые скопления: IRAS 05137+3919 - ИК диапазон: звезды: PMS объекты*

1. *Введение.* На сегодняшний день в теории звездообразования можно считать общепризнанными два аспекта: 1) звездное население Галактики рождается в ассоциациях [1,2]; 2) большинство звезд при рождении входит в двойные или более кратные системы [3]. Поэтому, изучение кратных систем, как в молодых звездных скоплениях, так и среди объектов поля, является одним из ключевых направлений современной звездной космогонии. В свете вышесказанного, логично ожидать, что должно существовать определенное соотношение между относительным количеством кратных систем звезд поля и молодых скоплений. Действительно, многочисленные исследования показывают, что в ряде скоплений, например, таких как Taurus, Ophiuchus, Chamaeleon, Lupus, CoronaAustralis, процентное содержание кратных систем заметно превышает оное среди звезд поля ([4] и работы, упомянутые в ней). Вместе с этим, в таких областях звездообразования, как ONC, Perseus, USco A процентное содержание двойных звезд соразмерно с полем, а в некоторых случаях, напротив, даже меньше ([4] и работы, упомянутые в ней). По поводу такого отличия есть разные объяснения. Одно из них то, что в молодых скоплениях происходит разрушение кратных систем до того, как его компоненты достигнут Главной последовательности [5]. Есть и альтер-

нативное предположение - процент кратности у PMS и MS звезд должен быть одинаков, но должны эволюционировать периоды вращения. Большинство же звезд поля рождается в богатых молодых скоплениях с высокой плотностью, например ONC, а не в относительно бедных Т-ассоциациях, таких, как, например, Tau-Aur [6,7]. В самих скоплениях относительное количество и распределение периодов вращения зависят от определенных начальных условий [8], например, от размеров области звездообразования [9] или температуры окружающей газопылевой составляющей [10]. Необходимо также отметить, что из-за значительного различия между параметрами используемых данных наблюдений (разрешающая способность, глубина) возникают определенные трудности при сравнении уже полученных результатов. Во всех случаях эти вопросы требуют дальнейшего детального исследования.

Предметом наших исследований являются 20 компактных областей звездообразования, расположенных в окрестностях молодых звездных объектов с большой и средней массой ([11] и работы, упомянутые в ней). В этих областях наблюдаются различные проявления активности, включая молекулярное истечение (CO и H_2), эмиссия в линиях молекул NH_3 , H_2O и CH_3OH и тд. Все эти области попадают в зону, охваченную GPS UKIDSS обзором. Целью исследований является не только выявление и определение параметров кратных систем, но также и исследование результатов статистического анализа в зависимости от используемых баз данных, а именно: 2MASS и GPS UKIDSS обзоров.

Так как вышеозначенные области расположены на относительно большом расстоянии, мы не имеем возможности использовать собственные движения объектов. Поэтому для выявления кратных систем мы используем Пуассоновскую статистику и двухточечные корреляционные функции (2PCF, TRACF).

В настоящей работе представлены результаты по исследованию кратных систем в одном скоплении, а именно, R -ассоциации, расположенной в окрестностях источника IRAS 05137+3919 [12]. Радиус скопления составляет 1.5 угл. мин [12], а расстояние - 4.4 кпк [12].

2. Метод исследования.

2.1. *Используемые данные.* Для выявления и исследования двойных звезд в скоплении были использованы изображения, координаты и фотометрические данные, заимствованные из ИК обзоров 2MASS [13] и GPS UKIDSS [14]. Для выявления тесных двойных звездных объектов были использованы изображения K -диапазона. Астрометрическая точность обоих обзоров составляет ~ 0.1 угл. с. Разрешение изображений составляет 1 и 0.42 угл. с на пикс., соответственно. Для полноты выборки относительно

фотометрических параметров нами были отобраны объекты с $K > 15.4$ и $K > 18.05$ из баз данных 2MASS и GPS UKIDSS, соответственно. При расстоянии 4.4 кпк выборка из 2MASS обзора включает только звезды со спектральными классами не позднее, чем F0, из GPS UKIDSS обзора - не позднее, чем M0. Кроме того, во втором случае были также исключены объекты, которые с более чем 90 процентной вероятностью являются результатом различного рода шумовых накладок или дефектом изображения. Из обоих списков были также исключены объекты, которые по координатам совпадали со сгустками направленного истечения, выявленного в линиях H_2 [11]. Отметим, что длины волны H_2 эмиссии попадают именно на K -диапазон.

Для выявления тесных двойных источников, которые в вышеупомянутых базах данных были отождествлены как протяженные источники, нами были проанализированы все объекты из 2MASS обзора с показателем протяженности ("Extended source contamination") 2 и все объекты из GPS UKIDSS обзора с эллиптичностью больше, чем 0.2. К тесным двойным звездным объектам были отнесены те случаи протяженных источников, в которых хорошо выражены два максимума яркости. Пример подобного объекта, поверхностная яркость которого на изображении К GPS UKIDSS имеет два хорошо выраженных максимума, однако отождествлен как один объект с эллиптичностью 0.2, приводится на рис.1. Таким образом, из

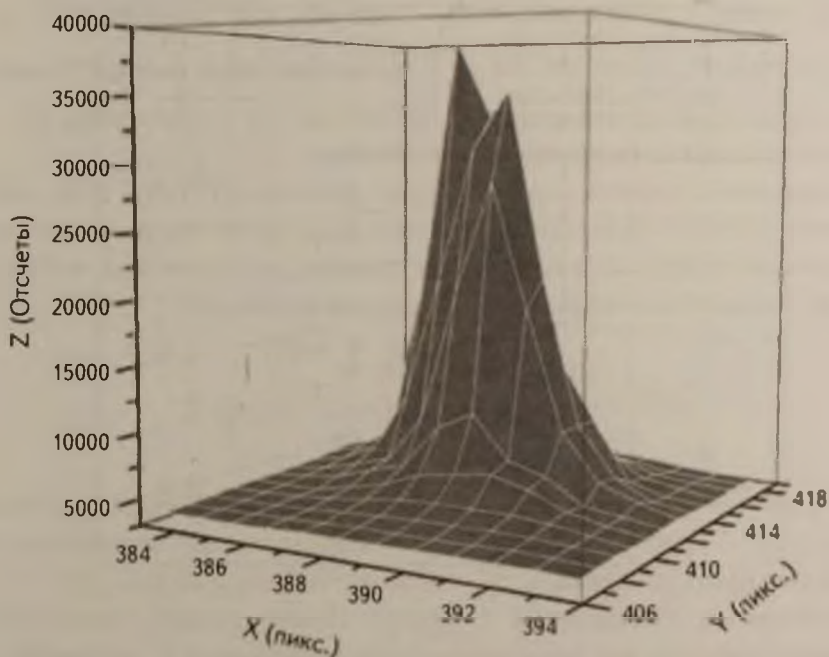


Рис.1. Распределение поверхностной яркости тесного двойного звездного объекта.

списков 2MASS и GPS UKIDSS были отобраны 10 и 6 тесных двойных объектов, соответственно. Их астрометрические и фотометрические параметры были определены с помощью NOAOIRAF/DAOPHOT программного пакета. Следует отметить, что точность фотометрии в этом случае значительно ниже и составляет $\sim 0^m.2$.

Этот анализ данных позволил также исключить из конечного списка туманные объекты, а именно, сгустки газопылевой материи и галактики.

В результате, в общей сложности в базе данных 2MASS было отождествлено 49 звездных объектов, в GPS UKIDSS - 272.

Кроме того, в работе были использованы изображения области в K и H_2 диапазонах, заимствованные из работы [11].

2.2. Статистический анализ. Для выявления двойных звезд и триплетов в скоплении был проведен статистический анализ распределения межзвездных расстояний и определена степень его отклонения от случайного. С этой целью были использованы три статистических теста.

Двухточечная корреляционная функция (2PCF). Функция 2PCF или $\omega(\theta)$ определяет избыток наблюдаемых пар объектов, расположенных друг от друга на угловом расстоянии θ относительно случайного распределения [15,16]:

$$\omega(\theta) = \frac{F(\theta)}{P(\theta)} - 1,$$

где $F(\theta)$ - число наблюдаемых пар с угловым расстоянием от θ до $\theta + d\theta$, а $P(\theta)d\theta \approx \frac{\pi N_{obs}(N_{obs}-1)}{\Omega} \theta d\theta$ - ожидаемое число пар при случайном распределении в выборке с N_{obs} объектами, Ω - телесный угол, в котором наблюдается рассматриваемая область.

Двухточечная угловая корреляционная функция (TPCF). Этот тест позволяет сравнить распределение угловых расстояний между объектами в реальном скоплении с N -м количеством случайно генерированных выборок с тем же количеством объектов и интервалом координат:

$$\omega(\theta) = \frac{DD(\theta) - 2 \frac{\sum DR(\theta)}{N} + \frac{\sum RR(\theta)}{N}}{\frac{\sum RR(\theta)}{N}},$$

где DD и RR - автокорреляционные функции реальных и генерированных данных, DR - кросс-корреляционная функция между реальными и генерированными данными, а N - число случайных выборок [17].

Пуассоновская статистика. Согласно Пуассоновской статистики, вероятность того, что при случайном распределении звезд в скоплении от данного объекта до расстояния r будет расположено k других объектов,

равна [18]:

$$W(k, n) = \frac{n^k}{k!} e^{-n},$$

где n (число объектов в выборке) $= \pi r^2 n_*$, а n_* - поверхностная плотность. Таким образом (принимая во внимание, что $e^{-a} \approx 1 - a \approx 1$, при $a \ll 1$), вероятность того, что от данного объекта до расстояния r будет расположен только один или два объекта, составит $W = \pi r^2 n_*$ и $W = 0.5 \pi^2 r^4 n_*^2$, соответственно.

Для выборки с N объектами ожидаемое число случайных пар (N_p) и триплетов (N_T) составит $N_p = N \pi r^2 n_*$ и $N_T = 0.5 N \pi^2 r^4 n_*^2$, соответственно.

Следует также отметить, что, так как речь идет о молодом звездном скоплении, важным фактором при отборе двойных звезд являются также и их фотометрические параметры, на основании которых можно сделать определенные выводы об их эволюционной фазе и, следовательно, принадлежности к скоплению.

3. Результаты.

3.1. *Результаты статистического анализа данных.* Описанные в предыдущем разделе статистические методы были последовательно применены к различным выборкам звездных объектов. К этим выборкам относятся, во-первых, список из 84-х PMS объектов, отождествленных как

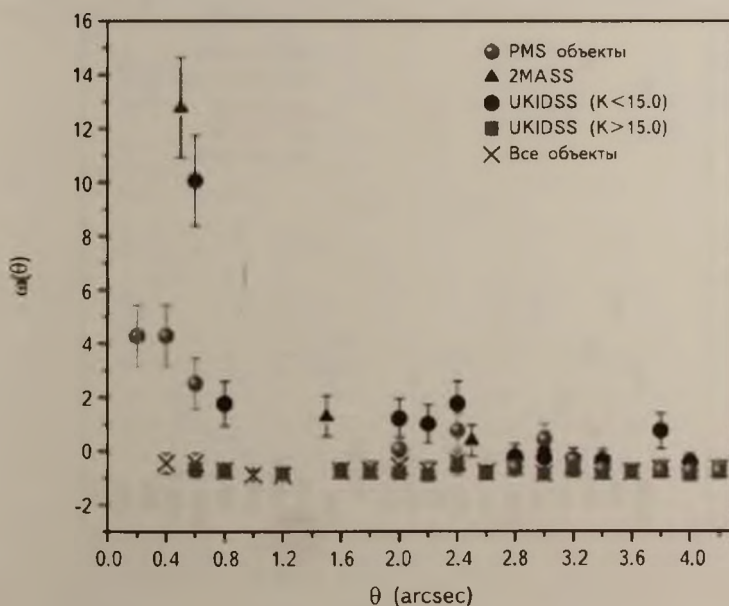


Рис.2. Зависимость $\omega(\theta)$ от углового расстояния, построенная с помощью 2PCF

члены скопления [12]. Поиск тесных пар увеличил это число до 88, что составляет 76% от избытка числа звездных объектов относительно объектов поля в области скопления [12]. Во-вторых, объекты, заимствованные из обзора 2MASS (49 объектов). В-третьих, это звезды, заимствованные из UKIDSS обзора, со звездными величинами до $K \leq 15.5$ (61 объект). Отметим, что при расстоянии скопления 4.4 кпк, это, практически, соответствует звездам Главной последовательности со спектральными классами В и А или PMS звездам с массой больше, чем $\sim 1.4 M_{\odot}$ [19]. Так как по данным, приведенным в работе [12], величина A_k не превышает 0.2 зв. вел., то межзвездное поглощение в данном случае не учитывалось. Следующая выборка - объекты из обзора GPS UKIDSS со звездными величинами от 15.5 до 18.05, что соответствует спектральным классам от F0 до M0 для звезд ГП или PMS с массами $\sim$ от $1.4 M_{\odot}$ до $0.6 M_{\odot}$. Кроме того, статистический анализ был проведен также для полной выборки объектов, заимствованных из GPS UKIDSS обзора.

На рис.2 и 3 приводятся графики зависимости $\omega(\theta)$ от углового расстояния между объектами, построенные с помощью функций 2PCF и TRACF, соответственно. По обоим графикам хорошо видно, что среди ярких объектов и PMS звезд наблюдается избыток пар (относительно случайного распределения), расположенных на расстоянии до 0.6 угл. с. Это значительно меньше того значения r ($r = 1''.0$ (PMS звезды), $r = 1''.8$

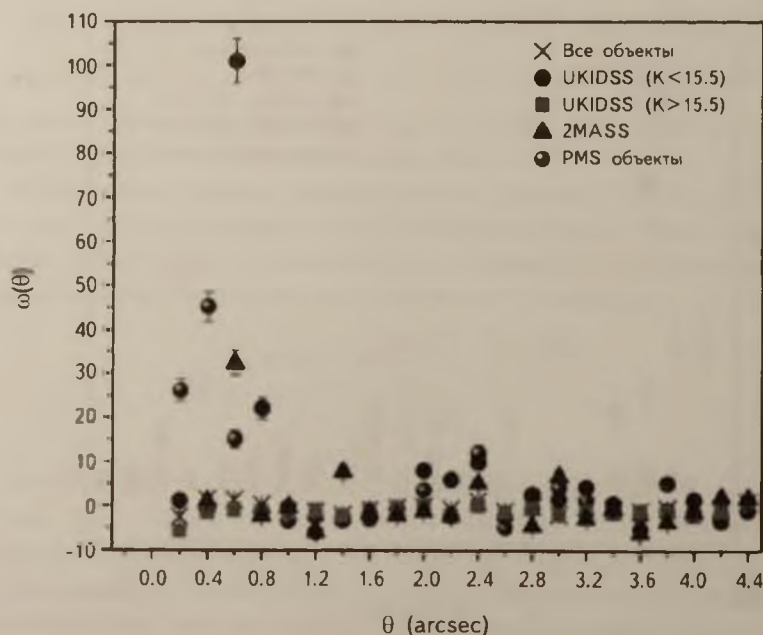


Рис.3. Зависимость $\omega(\theta)$ от углового расстояния, построенная с помощью TRACF.

(2MASS) и $r=1''.5$ ($UKIDSSK \leq 15.5$), (см. раздел 2.2), при котором, согласно Пуассоновской статистики, число случайно проектирующихся пар минимально, т.е., равно 1. Даже, если мы примем во внимание тот факт, что как указывалось в работе [12] избыток числа звездных объектов относительно объектов поля в области скопления составляет 115, т.е. выявленные нами PMS звезды составляют только 76%, то и в этом случае $r=0''.78$.

Для всего скопления в целом, равно как и для звезд слабее $15.5m_k$, подобного избытка не наблюдается.

Согласуясь с вышесказанным, в качестве потенциальных пар нами были отобраны звезды, расстояния между которыми меньше 0.6 угл.с. Их координаты, звездные величины и проекции расстояний между ними приводятся в табл.1. Отметим также, что расстояние от каждого члена этих пар до ближайшего 2-го объекта превышает расстояние между ними более, чем в три раза. Кроме 4-х двойных звезд, нами был отобран также один триплет, в котором взаимные расстояния между звездами удовлетворяют критериям Пуассоновской статистики. В данном случае для выборки из 88 объектов $r=3''.7$, а для 115 - $r=3''.0$. Отметим также, что расстояние от каждого члена этого триплета до ближайшего 3-го объекта превышает приведенные в табл.1 расстояния более, чем в три раза. Наличие триплета отражают также графики зависимости $\omega(\theta)$ от θ на рис.2 и 3, где в области $\theta \approx 2$ угл.с наблюдается некоторый избыток

Таблица 1

ДВОЙНЫЕ ЗВЕЗДЫ И ТРИПЛЕТ

N	RA (2000)	Dec (2000)	d (угл. с, а.е.)	J	H	K
Двойные звезды						
1	a) $5^h17^m08^s.41$ b) 5 17 08.42	$39^{\circ}21'29''.2$ 39 21 29.4	0.31 1364	16.72 -	15.53 16.49	14.50 15.57
2*	a) 5 17 11.13 b) 5 17 11.15	39 21 46.2 39 21 46.0	0.31 1364	- 17.42	16.37 15.97	16.02 15.09
3	a) 5 17 12.69 b) 5 17 12.7	39 21 55.4 39 21 55.8	0.44 1936	18.06 17.34	16.26 16.31	15.48 15.49
4*	a) 5 17 13.70 b) 5 17 13.68	39 22 19.0 39 22 19.4	0.50 2200	13.50 -	12.2 -	10.8 10.6
Триплет						
1	a) 5 17 13.44 b) 5 17 13.36 c) 5 17 13.55	39 21 52.6 39 21 54.2 39 21 54.4	a-b 1.85, 8156 b-c 2.23, 9821 a-c 2.21, 9736	14.55 15.33 15.98	14.00 14.75 14.96	13.48 14.25 14.52

* - этим символом отмечены те звезды, которые в базе данных обзоров 2MASS и UKIDSS были отождествлены как единый объект.

объектов. Следует отметить, что данные 2MASS обзора позволили выявить только 4-ю пару из табл.2 и два объекта в триплете.

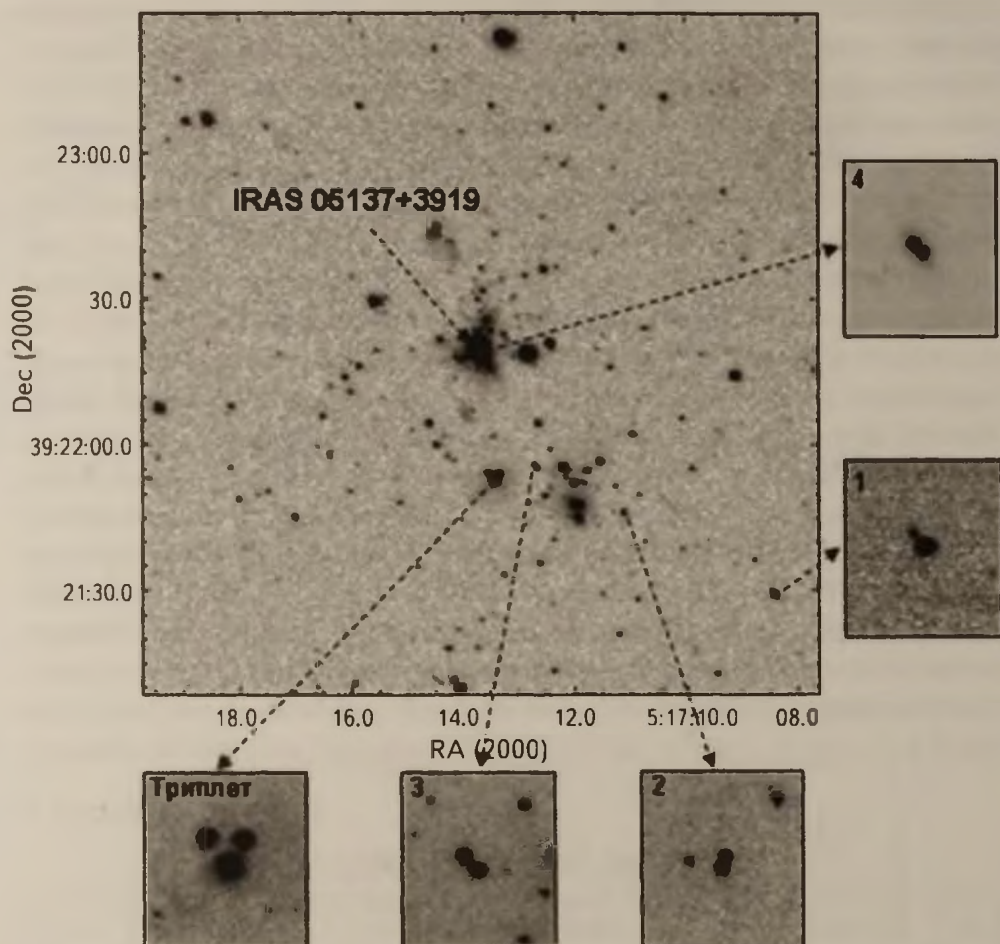


Рис.4. Изображения двойных звезд и триплета (K-диапазон).

Изображения объектов из табл.1 приводятся на рис.4.

3.2. Параметры кратных систем. На рис.5 представлена JH/NK двухцветная диаграмма, на которой отмечены положения звезд из табл.1. По их положению на диаграмме можно заключить, что подавляющее большинство звезд, для которых были определены JHK звездные величины, можно классифицировать как PMS звезды. Следовательно, они с большой вероятностью принадлежат к скоплению, и их взаимное расположение не является результатом проекции, т.е. эти объекты можно рассматривать как реальные двойные и тройные системы.

Используя соотношения между абсолютной звездной величиной и массой для молодых звезд [19], нами были определены массы этих объектов с

учетом расстояния скопления 4.4 кпк и поглощения $A_V = 1^m.8$ [12]. Результаты представлены в табл.2. В таблице приводятся также периоды двойных систем, определенные согласно соотношению $a^3/P^2 = m_{sys}$, где a - большая полуось орбиты в а.е., P - период вращения в годах, а m_{sys} - масса двойной системы, выраженная в солнечных единицах [20]. Конечно, следует отметить, что при вычислениях мы использовали проекцию расстояния между объектами, а не реальное значение большой полуоси орбиты. Однако, как показывают вычисления, при равномерном распределении плоскостей орбит двойных звезд на небосводе между проекцией расстояния ρ и большой полуосью орбиты a существует следующая зависимость $\bar{\rho} = 0.85 a$ [21,22]. Это вносит лишь очень небольшую корректировку в конечный результат, особенно если принимать во внимание ошибки при определении координат тесных двойных объектов.

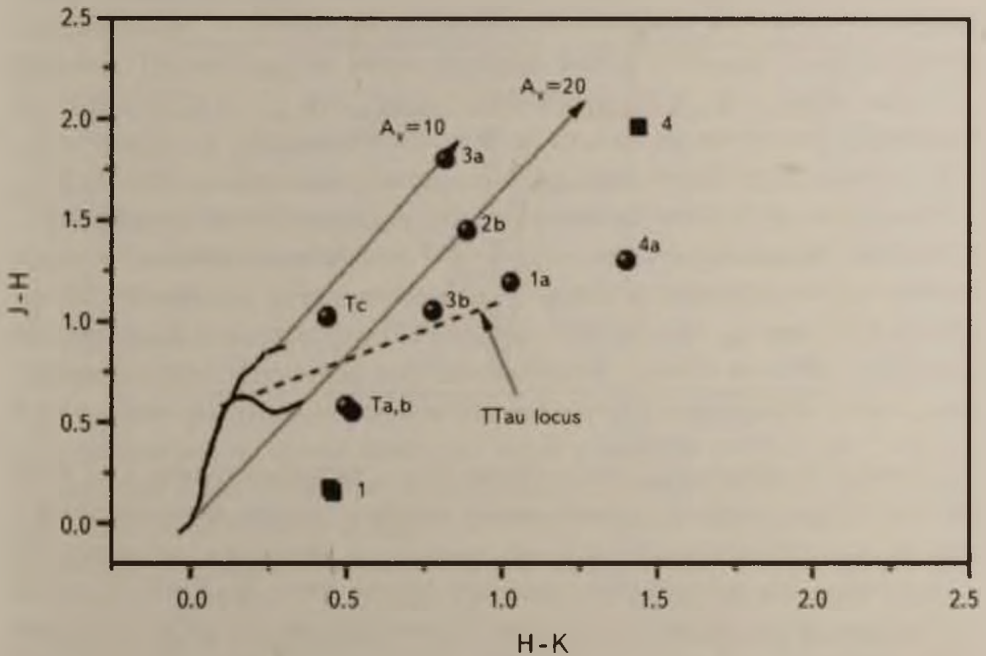


Рис.5. JH/HK двухцветная диаграмма. Кружками отмечены положения звезд из табл.1 с сохранением обозначений (порядковый номер двойных звезд, T - триплет); квадратами - фотометрические параметры первоначально неразрешенного на составные компоненты объекта из базы данных GPS UKIDSS. Положения ГП и ВГ заимствованы из работы [23], T Tau локуса из работы [24]. Для построения векторов покраснения были использованы соотношения из работы [25].

Рассмотрим каждую из систем в табл.1 подробно.

Пара 1. Первоначально этот двойной объект был определен как пара звезд ГП, практически с той же светимостью. Их фотометрические параметры не давали основания классифицировать эти звезды как молодые,

поэтому они не попали в список PMS объектов в работе [12]. Однако на изображении в K -диапазоне с большим разрешением, заимствованным из работы [11], хорошо видно, что компоненты этой пары заметно отличаются друг от друга по яркости, поэтому нами были пересмотрены звездные величины этих объектов. Наиболее яркий из них на JH/HK диаграмме расположен в области TТau локуса. Второй - относительно его цвета $H - K = 0.92$, также можно рассматривать как PMS звезду.

Таблица 2

МАССЫ И ПЕРИОДЫ КРАТНЫХ СИСТЕМ

Объекты	Масса ($\odot$)	$\log P$ (год)
Двойные звезды		
1 а	1.95	4.44
1 б	1.32	
2 а	1.12	4.48
2 б	1.57	
3 а	1.36	4.71
3 б	1.36	
4 а	7.55	4.42
4 б	8.12	
Триплет		
а	2.83	-
б	2.13	
с	1.93	

Пара 2. В работе [12] этот объект был классифицирован как PMS звезда. Однако более детальный анализ показал, что это двойной объект, причем, второй компонент уступает первому по яркости и неразличим в J -диапазоне. На основании только показателя цвета $H - K = 0.35$ трудно достоверно судить об эволюционном статусе этой звезды: является ли она PMS звездой малой массы и принадлежит скоплению или это результат проекции. Отметим, что в данном случае вероятность случайной проекции составляет лишь $\sim 0.3\%$.

Пара 3. Это пара уже известных молодых звезд [12], которая расположена в непосредственной близости от вторичного максимума континуального излучения в субмиллиметровом (SCUBA) и инфракрасном (MSX) диапазонах, а также HCO⁺ и CS эмиссии [26].

Пара 4. Эта пара Ae/Bc звезд Хербига, которая ассоциируется с YSO CPM 15 и источником IRAS 05137+3919 [12]. Оба компонента этой двойной молодой звезды являются источниками направленного биполярного истечения, выявленного в спектральных линиях $H_2 v = 1 - OS(1)$ ($2.1218 \mu m$)

и Br (2.166 μm) [11].

Триплет. Эта группа звезд окружена хорошо различимой в MID диапазоне сферической туманностью [12]. Время полураспада для тройных систем можно определить по формуле $t = 7 \left(\frac{R}{au} \right)^{3/2} \left(\frac{M_*}{M_{sol}} \right)^{-1/2}$ лет, где R - размер системы, а M_* - масса компонентов [27]. В данном случае $t \approx 2 \cdot 10^6$, что соразмерно с возрастом скопления [12].

4. *Обсуждение.* С помощью статистического анализа данных 2MASS и GPS UKIDSS обзоров в относительно далеком (~ 4.4 кпк) молодом звездном скоплении, расположенном в окрестностях источника IRAS 05137+3919, нам удалось выявить 4 двойных системы и один триплет. Практически, все звезды, входящие в эти системы относительно их фотометрических данных, можно классифицировать как молодые, что значительно повышает вероятность их принадлежности к скоплению. Следовательно, их можно рассматривать как реальные, физически связанные системы. Таким образом, число кратных систем к общему числу объектов $mf = (B+T)/(S+B+T)$ (S - число одиночных звезд, B - число пар, T - число триплетов [6]) среди PMS звезд скопления составляет 6%. Принимая во внимание тот факт, что по результатам, представленным в работе [12], если избыток числа звездных объектов относительно объектов поля в области скопления составляет 115, то процентное содержание понизится до 5%. Число же звезд, входящих в кратные системы относительно общего числа объектов $cp = (2B+3T)/(S+2B+3T)$ [6] составит 13% и 10%, соответственно. Отметим, что для выборки 2MASS $mf=4\%$, а $cp=8\%$. Полученные нами значения для параметров mf и cp хорошо согласуются с результатами, полученными для звезд с массой от ~ 1.1 до $1.3 M_{\odot}$ в ассоциации USco A [10], для объектов в скоплении Perseus [19,28], а также для области звездообразования ONC [20]. Однако следует отметить, что в работах [19,21] такой результат был получен для межзвездных расстояний $\sim$ от 20 а.е. до 700 а.е. В нашем же случае пары намного шире. Можно ожидать, что с повышением разрешающей способности изображений, увеличится также и число обнаруженных кратных систем.

Периоды обращения двойных звезд совпадают с максимумом распределения периодов двойных звезд в других молодых скоплениях, например, Trapezium [29] или Pleiades [7], а также А звезд поля [30].

Хотелось бы обратить внимание еще на один факт. Используя базу данных GPS UKIDSS, нам удалось выявить более тесные двойные объекты с яркостью ниже фотометрического предела 2MASS обзора. Наиболее слабый по яркости компонент двойных систем имеет $K \approx 16.0$, что в данном случае соответствует объекту с массой $\sim 1.1 M_{\odot}$. Однако нам не удалось обнаружить двойные системы, в которых оба компонента или

только один из них были бы звездами с меньшей массой. В первом случае этот факт трудно объяснить селективностью отбора. Кроме того, как показывают результаты исследований многих авторов, значения mf и cp уменьшаются с уменьшением масс звезд [4]. Однако, во втором - можно предположить, что отсутствие таких пар является в том числе и результатом селекции, так как в относительно тесных парах гораздо легче выявить оба компонента с соразмерными массами, чем в тех случаях, когда их яркости значительно отличаются друг от друга. Как отмечено авторами других работ, такая селекция приводит к определенным трудностям при построении распределения отношения масс двойных систем q ([4] и работы, упомянутые в ней). Тем не менее, в нашем случае величина $q = M_2/M_1$ находится в интервале от 0.67 до 1 с медианным значением 0.86, что несколько превышает результат, полученный для четырех областей звездообразования (Taurus-Auriga, Chamaeleon I, Upper Scorpius A и B), где для двойных звезд с массой от 1.2 до $2.5 M_{\odot}$ максимум параметра q приходится на интервал 0.6-0.7 [10].

5. Заключение. Статистический анализ звездной популяции в молодом скоплении, расположенного вокруг источника IRAS 05137+3919, позволил выявить 4 двойных объекта и триплет. Все звезды, исключая один объект, по своим фотометрическим параметрам можно с большой вероятностью классифицировать как PMS объекты. Следовательно, выявленные кратные системы, с большой вероятностью, принадлежат скоплению и не являются результатом проекции. К их числу относится пара Ae/Be звезд Хербига, которая к тому же является источником направленного истечения. Число кратных систем к общему числу систем, включая одиночные звезды, в скоплении составляет $mf = 5 - 6\%$, а число звезд, входящих в кратные системы относительно общего числа объектов - $cp = 10 - 13\%$. Массы компонентов в кратных системах находятся в интервале от ~ 1 до $8 M_{\odot}$. Нам не удалось обнаружить двойные звезды с массами меньше солнечной. Медианное значение $q = M_2/M_1$ кратных систем составляет 0.86.

Процентный состав кратных систем и их параметры схожи с данными, полученными для других, гораздо ближе расположенных областей звездообразования ONC, Perseus, USco A, в которых величины параметров mf и cp схожи с результатами, полученными для звездного населения поля [4].

Работа поддержана 13-1C087 грантом Госкомитета по науке РА.

Авторы выражают благодарность создателям обзоров 2MASS [12] и UKIDSS Galactic Plane Survey [14], авторам работы [11], а также рецензенту, за ценные замечания, сделанные по ходу написания работы.

MULTIPLE SYSTEMS IN THE YOUNG STELLAR CLUSTER IRAS 05137+3919

E.H.NIKOGHOSYAN, H.A.HARUTYUNIAN, N.M.AZATYAN

Four binary objects and one triplet have been revealed using methods of statistics in the young stellar cluster located in the vicinity of IRAS 05137+3919 source located at the distance 4.4 kpc. A pair of Ae/Be Herbig stars is among those. The percentage of the multiple systems in the cluster is $mf=5-6\%$ and $cp=10-13\%$. The masses of the multiple systems' components are located in the range from ~ 1 to $8 M_{\odot}$ and $\log P$ (rotation period in years) - from 4.4 to 4.7. The median value of the mass ratio of the components is $q=0.86$. The percentage of the multiple systems and their parameters in this cluster is resembling the data obtained for other star forming regions (ONC, Perseus, UScoA), in which the values of mf and cp parameters are comparable with the results obtained for field's stellar population.

Key words: *statistic analysis: multiple systems - open clusters: IRAS 05137+3919 - IR range: stars: PMS objects*

ЛИТЕРАТУРА

1. V.A.Ambartsumyan, The Evolution of Stars and Astrophysics, Izd. AN Arm SSR, 1947.
2. C.J.Lada, E.A.Lada, Annu. Rev. Astron. Astrophys., **41**, 57, 2003.
3. V.A.Ambartsumyan, Astron. zh., **14**, 217, 1937.
4. G.Duchene, A.Kraus, Ann., Rev. Astro. Astrophys., **51**, 269, 2013.
5. A.M.Ghez, G.Neugebauer, K.Matthews, Astron. J., **106**, 2005, 1993.
6. B.Reipurth, H.Zinnecker, Astron. Astrophys., **278**, 81, 1993.
7. J.Bouvier, F.Rigaut, D.Nadeau, Astron. Astrophys., **323**, 139, 1997.
8. M.S.Connelley, B.Reipurth, A.T.Tokunaga, Astron. J., **135**, 2526, 2008.
9. M.B.N.Kouwenhoven, S.P.Goodwin, R.J.Parker et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **404**, 1835, 2010.
10. A.L.Kraus, L.A.Hillenbrand, Astrophys. J., **662**, 413, 2007.
11. W.P.Varricatt, C.J.Davis, S.Ramsay, S.P.Todd, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **404**, 661, 2010.
12. E.H.Nikoghosyan, N.Azatyan, Astrophysics, **57**, 330, 2014.
13. M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al., Astron. J., **131**, 1163, 2006.
14. P.W.Lucas, M.G.Hoare, A.Longmore et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **391**, 136, 2008.

15. *P.J.E.Peebles*, The large-scale structure of the universe, Princeton University Press, 1980.
16. *M.Longhitano, B.Binggeli*, *Astron. Astrophys.*, **509**, 46, 2010.
17. *M.Kerscher, I.Szapudi, A.S.Azalan*, *Astron. J.*, **535**, L13, 2000.
18. *M.C.Petr, V.Coude du Foresto, S.V.W.Beckwith et al.*, *Astrophys. J.*, **500**, 825, 1998.
19. *J.Patience, A.M.Ghez, I.N.Reid, K.Matthews*, *Astron. J.*, **123**, 1570, 2002.
20. *S.P.Goodwin, P.Kroupa, A.Goodman, A.Burkert*, in "Protostars and Planets V", eds. B.Reipurth, D.Jewitt, K.Keil, p.133, 2006.
21. *B.Reipurth, M.M.Gumaraes, M.S.Connelley, J.Bally*, *Astron. J.*, **134**, 2272, 2007.
22. *P.Couteau*, *J. Obs.*, **43**, 41, 1960.
23. *M.S.Bessell, J.M.Brett*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 261, 1988.
24. *M.R.Meyer, N.Calvet*, *Astron. J.*, **144**, 288, 1997.
25. *J.A.Cardelli, C.C.Geoffrey, J.S.Mathis*, *Astrophys. J.*, **345**, 245, 1989.
26. *S.Molinary, L.Testi, L.F.Rodriguez, Q.Zhang*, *Astrophys. J. Suppl.*, **570**, 758, 2002.
27. *Zh.P.Anosova*, *Astrophys. Space Sci.*, **124**, 217, 1986.
28. *K.E.Haisch, T.P.Greene, M.Barsony*, *Astron. J.*, **127**, 1747, 2004.
29. *P.Kroupa, M.G.Petr, M.J.McCaughrean*, *New Astron.*, **7**, 495 1999.
30. *R.J.Parker, M.R.Meyer*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 3722, 2014.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗВЕЗД С $\text{H}\alpha$ ЭМИССИЕЙ В СКОПЛЕНИИ IC 348

Е.Г.НИКОГОСЯН, А.В.ВАРДАНЯН, К.Г.ХАЧАТРЯН

Поступила 15 апреля 2015

Принята 16 сентября 2015

В работе представлены результаты статистического анализа ~ 200 звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией в скоплении IC 348. Выборка эмиссионных объектов укомплектована до $R \leq 20.0$. Оптический радиус скопления составляет $\sim 11'$. Процентное содержание эмиссионных звезд повышается от ярких к более слабым объектам и в интервале $13.0 \leq R - A_R \leq 19.0$ достигает 80%. Соотношение между WTTs и CTTS составляет 64% и 36%, соответственно. 70% источников рентгеновского излучения являются объектами WTTs. Возраст WTTs и CTTS составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ лет. Неэмиссионные звезды с массой меньше солнечной также имеют возраст $\sim 2 \cdot 10^6$ лет, возраст более ярких объектов составляет $\sim 7 \cdot 10^6$ лет. Наиболее массивные звезды с низким уровнем активности сконцентрированы в небольшом плотном центральном ядре скопления, с радиусом $\sim 1'$ и, по всей видимости, относятся к поколению более ранней волны звездообразования.

Ключевые слова: *звездное скопление: IC 348 - звезды: $\text{H}\alpha$ эмиссия: функция светимости: PMS звезды*

1. *Введение.* Молодые звездные объекты характеризуются целым рядом наблюдательных признаков, которые проявляются на очень широком диапазоне электромагнитного излучения: от рентгеновского до радиоизлучения. Их количественное соотношение меняется в процессе эволюции от очень молодых протозвезд до объектов III-го эволюционного класса. Поэтому молодые звездные скопления, в которых одновременно присутствуют звезды, образовавшиеся в результате последовательных волн звездообразования, и следовательно, находящиеся на различных этапах эволюции, практически представляют собой природные лаборатории для изучения эволюции наблюдательных характеристик молодых звезд.

Предметом нашего исследования является $\text{H}\alpha$ эмиссионная активность в небольшом молодом скоплении IC 348, которое расположено на расстоянии ~ 300 пк на восточной окраине молекулярного облака в Персее. Скопление всегда было предметом активного изучения [1-4 и работы упомянутые здесь], благодаря чему был получен обширный наблюдательный материал в рентгеновском, оптическом и инфракрасном диапазонах. Фундаментальная работа по изучению звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией принадлежит Хербигу [1], в которой был опубликован список ~ 100 эмиссионных звезд

и представлены результаты их детального исследования. В дальнейшем их число удвоилось [3].

Целью нашего исследования, является статистический анализ новой, более полной выборки звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией.

2. Наблюдения и обработка. Изображения исследуемой области были получены в первичном фокусе 2.6-м телескопа Бюраканской обсерватории, с помощью камеры SCORPIO и матрицы с форматом 2063×2059 пикс. Поле и масштаб полученных изображений составляет $14' \times 14'$ и $0.42''/\text{пикс}$, соответственно. FWHM изображений не превышает $2''.5$.

Фотометрические наблюдения с фильтром R (Cousin) были проведены 22.01.2009 с экспозицией 600 с. В качестве фотометрических стандартов использовались звездные величины объектов скопления NGC 7790.

Первичная обработка изображений была выполнена согласно стандартной процедуре. Звездные величины определены с помощью программы IRAF. Ошибки измерений не превышают ~ 0.04 зв. вел.

Поиск объектов с $\text{H}\alpha$ эмиссией проводился с помощью метода бесцелевой спектроскопии с использованием призмы и узкополосного интерференционного фильтра $\text{H}\alpha$ ($\lambda_c = 6560 \text{ \AA}$ и $\Delta\lambda = 85 \text{ \AA}$). Наблюдения были проведены в две эпохи 20.01.2009 и 06.11.2009 с экспозицией 2400 с. В первую эпоху спектральная дисперсия составляла $1.2 \text{ \AA}/\text{пикс}$, во вторую - $2.1 \text{ \AA}/\text{пикс}$. Эквивалентная ширина линии $\text{H}\alpha$ ($EW(\text{H}\alpha)$) была измерена с помощью программы MIDAS. Ошибки измерений определялись по формуле, заимствованной из работы [5]: $\sigma(W_\lambda) = \sqrt{1 + Fc/F} (\Delta\lambda - W_\lambda)/(S/N)$, где Fc - средний уровень континуума, F - излучение в спектральной линии и S/N - отношение сигнала к шуму. Для объектов с $R < 17.0$ ошибки измерения величины $EW(\text{H}\alpha)$ не превышают 30%, для более слабых объектов ошибки возрастают до 40% от величины $EW(\text{H}\alpha)$.

3. Результаты.

3.1. $\text{H}\alpha$ эмиссионные звезды. Список членов скопления IC 348 был заимствован из работы [2]. Согласно данным, которые приводятся в работе [3], в той области, которая представлена на рис.1, выборка членов скопления укомплектована до $I \leq 22$. В этой области было выявлено около 200 звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией, эквивалентная ширина которых, определенная по результатам низкодисперсионной спектроскопии [3], также представлена в каталоге членов скопления [2]. Ранее, для 110 звезд из этого списка были уже определены величины $EW(\text{H}\alpha)$ [1]. Так как в этом случае спектральные наблюдения были выполнены с более высокой дисперсией ($1.55 \text{ \AA}/\text{пикс}$ и $3.6 \text{ \AA}/\text{пикс}$), то в нашей работе, в тех случаях когда это было возможно, были использованы $EW(\text{H}\alpha)$, заимствованные из работы [1].

Кроме того, дополнительно была определена $EW(H\alpha)$ для 16 звезд, которые не вошли в список эмиссионных объектов в работе [1], но попали

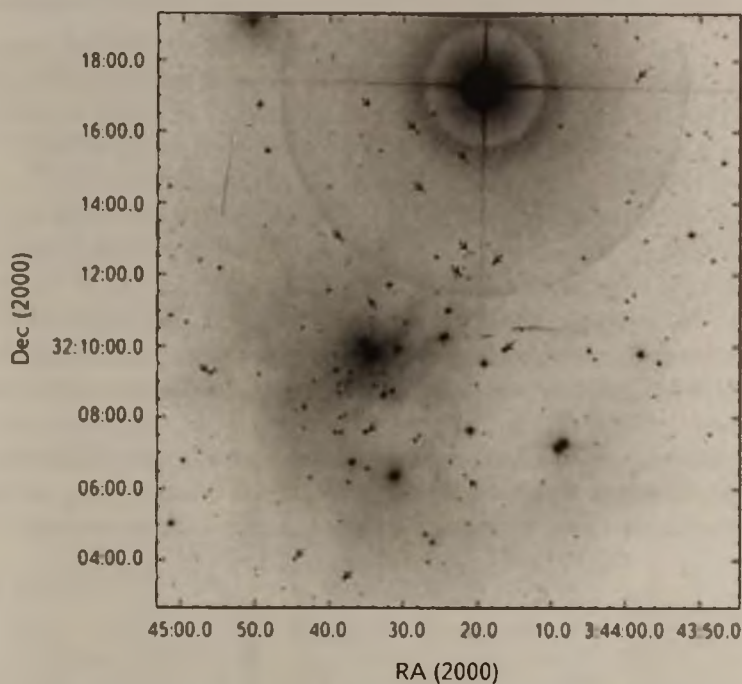


Рис.1. Область поиска $H\alpha$ эмиссионных звезд (DSS R2). Стрелочками показано положение эмиссионных звезд из табл.1.

Таблица 1

ЗВЕЗДЫ С $H\alpha$ ЭМИССИЕЙ

N	RA (2000)	Dec (2000)	$EW(H\alpha)$	[2], [3]
1*	3 ^h 43 ^m 58 ^s .57	32°17'27".7	нет конт.	66, -
2*	3 44 16.44	32 09 55.4	2	50, 50
3	3 44 17.88	32 12 20.7	20	84, 83
4	3 44 21.32	32 12 37.5	31	176, 167
5*	3 44 21.57	32 15 10.0	39	- -
6	3 44 21.62	32 06 24.6	2	109, 107
7	3 44 22.35	32 12 01.2	75	92, 91
8*	3 44 27.22	32 14 21.1	35	113, -
9	3 44 28.09	32 16 00.5	3	77, 76
10*	3 44 34.13	32 16 36.2	нет конт.	213, -
11*	3 44 34.78	32 11 18.4	4	129, 126
12	3 44 35.02	32 07 35.9	2	23, 23
13*	3 44 37.97	32 03 29.7	3	34, 34
14	3 44 38.34	32 12 59.6	2	123, 120
15	3 44 44.70	32 04 02.5	46	15, 15
16	3 44 56.10	32 09 15.1	11	20, 20

в область наших наблюдений. Их данные, а именно: координаты, $EW(H\alpha)$ и порядковые номера в каталогах из работ [2,3] приводятся в табл.1, а их положения отмечены на рис.1.

У семи, отмеченных звездочкой, объектов из табл.1 эмиссия была обнаружена впервые. Объект 5* не был включен в список членов скопления в работах [2,3], однако, был определен как вероятный кандидат в члены скопления в работе ([6], CXOANC J034421.6+321511, N 185 в табл.7). Отметим также, что две звезды, а именно 6-я и 12-я (LkNa94) в работе [1] были отмечены как абсорбционные. В нашем же случае у них обнаружена небольшая эмиссия. Это расхождение, скорее всего, результат переменной, о которой было упомянуто еще в работе [1]. По всей видимости, переменной $H\alpha$ эмиссии объясняется также и значительное расхождение между оценками эквивалентной ширины [2,3]. В некоторых случаях величина $EW(H\alpha)$ отличается более, чем в три раза, что трудно объяснить ошибками измерений.

В общей сложности в рассматриваемой области выявлено 359 членов скопления. Из них эмиссия обнаружена у 215-ти. У двух звезд из-за слабости континуума нам не удалось измерить эквивалентную ширину. В

Таблица 2

R ЗВЕЗДНАЯ ВЕЛИЧИНА

N	RA (2000)	Dec (2000)	R_c	[2,3]
1	3 ^h 43 ^m 46 ^s .4	32 11 06	19.61	271, -
2	3 43 47.6	32 09 03	18.98	321, -
3	3 43 48.8	32 15 51	17.38	137, -
4	3 43 49.5	32 10 40	15.97	126, 123
5	3 43 51.2	32 13 09	12.48	21, 21
6	3 43 59.7	32 14 03	15.44	79, 78
7	3 44 00.5	32 04 33	18.86	334, -
8	3 44 04.2	32 13 50	16.81	112, 110
9	3 44 04.4	32 04 54	18.23	231, 210
10	3 44 06.0	32 15 32	18.46	242, -
11	3 44 06.2	32 07 07	17.30	159, 153
12	3 44 08.9	32 16 11	14.83	41, 41
13	3 44 11.6	32 03 13	17.94	43, 43
14	3 44 19.0	32 07 36	16.94	349, -
15	3 44 26.6	32 08 21	17.34	73, 72
16	3 44 27.2	32 14 21	16.53	133, -
17	3 44 21.6	32 15 10	16.87	M2007 185*
18	3 44 30.4	32 09 45	18.02	289, 260
19	3 44 31.4	32 16 36	18.43	213, -
20	3 44 34.7	32 16 00	18.70	210, -
21	3 44 35.0	32 15 31	17.24	152, -
22	3 44 35.9	32 15 53	16.59	154, -
23	3 44 56.1	32 09 15	14.95	20, 20

дальнейшем они будут рассматриваться как CTTS объекты. В четырех случаях $EW(H\alpha)$ определялась для двойного объекта в целом.

Для полноты выборки относительно R звездной величины, кроме данных, приводимых в [2,3], нами дополнительно были заимствованы данные фотометрии также из ряда работ [1,7-9]. Кроме того, для 23 звезд R звездная величина была определена нами (см. табл.2).

В общей сложности R звездная величина определена для 263 объектов в целом и для 194 звезд с $H\alpha$ эмиссией. Полный список объектов, в котором приводятся порядковые номера членов скопления из работ [2] и [3], координаты, R звездная величина, A_V , $EW(H\alpha)$, Sp , L_{bol} , T_{eff} , Lx и α , доступен в <http://arxiv.org/abs/1504.01156>.

3.2. *Статистический анализ звезд с $H\alpha$ эмиссией.* Одной из основных задач настоящей работы является оценка процентного состава объектов с $H\alpha$ эмиссией относительно всех PMS звезд скопления. На рис.2 представлены две функции светимости, построенные для всех звезд и звезд с эмиссией для видимой R звездной величины (слева) и

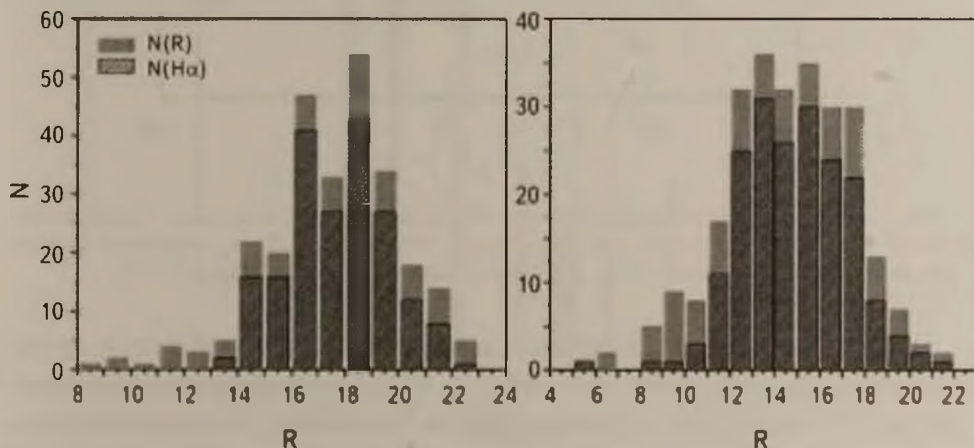


Рис.2. Функция светимости R для видимых величин (слева) и исправленных за поглощение (справа).

исправленной за поглощение (справа). Величина A_V заимствована из [3], а соотношение $A_R/A_V = 0.748$ из [10]. По распределению объектов относительно их видимой светимости можно заключить, что полнота выборки обеспечена для объектов с $R \leq 19.0$. По гистограмме также хорошо видно, что процентное содержание звезд с $H\alpha$ эмиссией меняется в зависимости от их звездных величин. Это также хорошо отражено на графике, представленном на рис.3, где показано распределение относительного числа эмиссионных звезд, в зависимости от их R звездной величины. Как показано на рис.3, процентное содержание эмиссионных звезд в интервале $14.0 \leq R \leq 20.0$ практически не меняется и достигает

~80%. Среди ярких звезд с $R \leq 13.0$ нет объектов с $\text{H}\alpha$ эмиссией, а среди слабых ($R \geq 20.0$) - процентное содержание эмиссионных звезд ниже. Уменьшение процентного содержания объектов с $\text{H}\alpha$ эмиссией среди более слабых звезд ($R \geq 20.0$), в первую очередь, конечно же, можно объяснить неполнотой выборки.

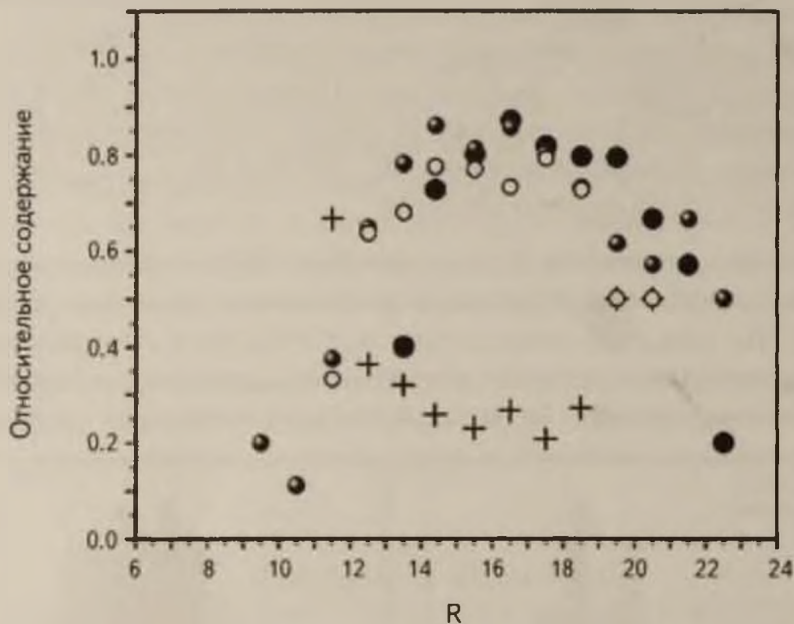


Рис.3. Относительное содержание звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией: черные кружки - относительно видимой R звездной величины, серые кружки - относительно $R - A_R$, открытые кружки - относительно содержания WTTs, крестики - процентное содержание CTTS.

Однако, принимая во внимание значительный градиент межзвездного поглощения по полю скопления ($0.0 \leq A_V \leq 14.5$), для построения реальной картины $\text{H}\alpha$ активности звездной популяции скопления, необходимо оценить процентное содержание звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией в зависимости не от видимой, а от звездной величины с учетом поправки за поглощение. И действительно, учет поглощения внес некоторые корректировки. На одну звездную величину сместился влево интервал 80%-го содержания эмиссионных звезд. В этом случае он соответствует $13.0 \leq R \leq 19.0$ (см. рис.3). Процент эмиссионных звезд среди относительно более ярких объектов ($R \leq 13.0$) ниже: от 10% до 60%, возрастаая с увеличением звездной величины.

Еще в работе [1] было обращено внимание на тот факт, что в скоплении IC 348, по сравнению с другими молодыми звездными скоплениями, аномально высокое содержание WTTs. Увеличение числа выявленных эмиссионных звезд (от 110 до 215) не внесло практически никаких существенных изменений, что отражено на диаграмме, представленной на рис.4. Около 60% всех звезд имеют $EW(\text{H}\alpha) \leq 10 \text{ \AA}$, что

совпадает с результатом, полученным в работе [1].

Для классификации эмиссионных звезд относительно эквивалентной ширины нами были использованы критерии, определенные в работе [11], согласно которым граничное значение $EW(H\alpha)$ для WTTS и CTTS зависит от их спектрального класса и составляет $3 \text{ \AA}$ для Sp ранее, чем K5, $10 \text{ \AA}$ - для объектов с Sp от K6 до M3 и $20 \text{ \AA}$ - для Sp позднее, чем M3. Согласно этой классификации процентное содержание WTTS и CTTS составляет 64% и 36%, соответственно (см. табл.3). Причем соотношение между количеством WTTS и CTTS меняется в зависимости от их яркости. В интервале $13.0 \leq R \leq 19.0$ WTTS/CTTS $\approx 3/1$ и понижается как для более ярких, так и более слабых звезд (см. рис.3).

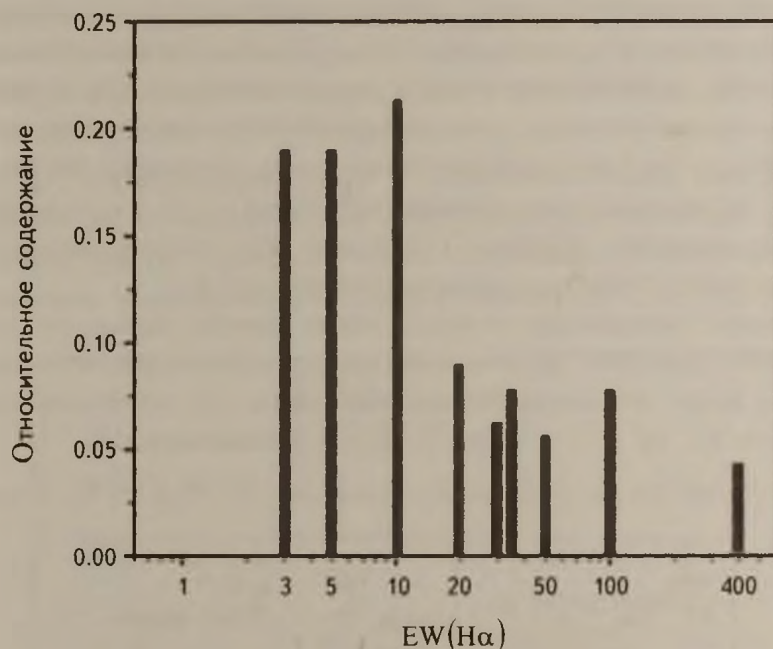


Рис.4. Относительное содержание эмиссионных звезд в зависимости от $EW(H\alpha)$.

Таблица 3

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ $H\alpha$ АКТИВНОСТЬЮ И ДРУГИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Выборка (N)	WTTS	CTTS
$H\alpha$ эмиссия (214)	138	77
Ранее, чем K5 (34)	4	3
K6-M3 (84)	36	25
Позднее, чем M3 (164)	95	44
$-2.56 < \alpha < -1.8$ (Класс III) (182)	102	8
$-1.8 < \alpha < 0$ (Класс II) (142)	29	59
$\alpha > 0$ (Класс I) (21)	-	6
Lx (153)	89	25

Соотношение WTTS/CTTS для звезд меняется также и в зависимости от их спектрального класса (см. табл.3): для звезд с Sp K6-M3 содержание WTTS составляет 59% от общего числа эмиссионных звезд с Sp в данном интервале, а для объектов с Sp позже, чем M3 - уже 68%. Кроме того, следует отметить, что от ранних классов к более поздним процентное содержание эмиссионных звезд возрастает: у звезд ранних спектральных классов только у 20% выявлена $H\alpha$ эмиссия, а у объектов с Sp позднее, чем M3 - уже у 85%.

В табл.3, приводится количественная оценка WTTS и CTTS относительно других признаков активности молодых звездных объектов. Один из них - это инфракрасный избыток, характеризующийся наклоном распределения спектральной энергии (α) в среднем инфракрасном диапазоне, относительно которого определяется эволюционный класс молодых звездных объектов [12]. По данным, приведенным в табл.3, видно, что параметр α и интенсивность $H\alpha$ находятся в очень хорошем соответствии - среди эмиссионных звезд с $-2.56 < \alpha < -1.8$ подавляющее большинство составляют WTTS. Все 6 объектов с наибольшим инфракрасным избытком ($\alpha > 0$), у которых была выявлена $H\alpha$ эмиссия - объекты CTTS. Среди звезд II-го эволюционного класса доминируют объекты с сильной эмиссией (67%).

По данным, приведенным в табл.3, также хорошо видно, что среди звезд со слабой эмиссией, процентный состав рентгеновских источников значительно выше, что очень хорошо согласуется с результатами, полученными для IC 348 [13], а также в других скоплениях [14].

3.3. *Возраст.* На рис.5 показано положение WTTS и CTTS, а также

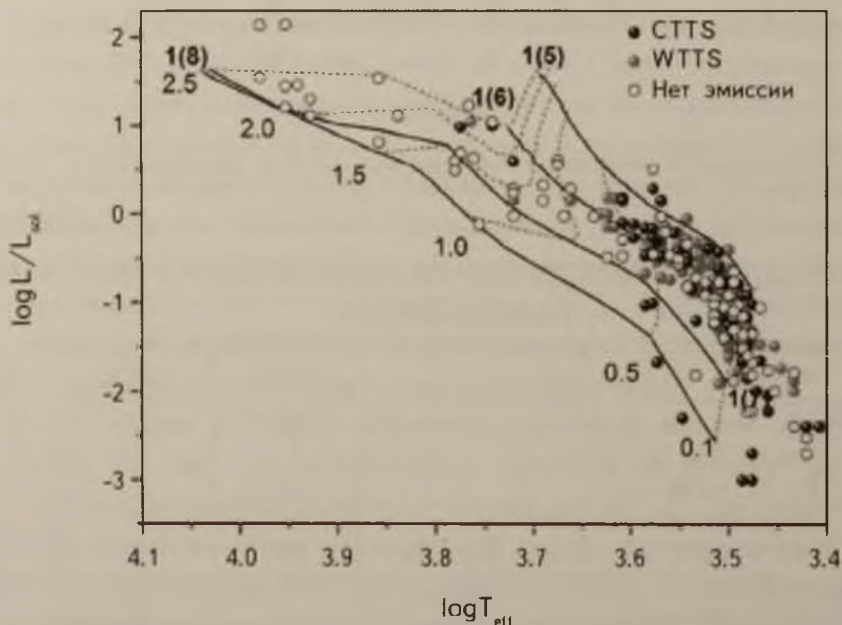


Рис.5. Положение звезд с различной степенью $H\alpha$ активности относительно изохрон.

звезд, у которых не была выявлена $\text{H}\alpha$ эмиссия, относительно изохрон, построенных по модели, предложенной в работе [15]. Отметим, что, в общей сложности T_{eff} и L_{bol} были определены для 300 звезд. По положению звезд на диаграмме хорошо видно, что между двумя классами относительно $\text{H}\alpha$ активности нет заметной разницы ни по массе, ни по возрасту. Расположение же звезд, в которых не была выявлена эмиссия, заметно отличается. Эти объекты можно разделить на две группы. Одна из них включает в себя объекты с массами меньше $1M_{\odot}$, которые по положению на диаграмме мало чем отличаются от эмиссионных звезд. И действительно, медианное значение возраста для всех этих трех категорий звездного населения скопления составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ лет. Отметим, что возраст звездных объектов с массами менее, чем $0.4M_{\odot}$, был рассчитан по модели, предложенной в работе [16].

Медианное значение возраста неэмиссионных объектов с массами больше солнечной составляет $7 \cdot 10^6$ лет.

3.4. *Распределение звезд в скоплении.* Нами был рассмотрен также вопрос о распределении звезд с различной степенью активности относительно $\text{H}\alpha$ эмиссии по полю скопления. На рис.6 представлено радиальное распределение звездной плотности относительно центра

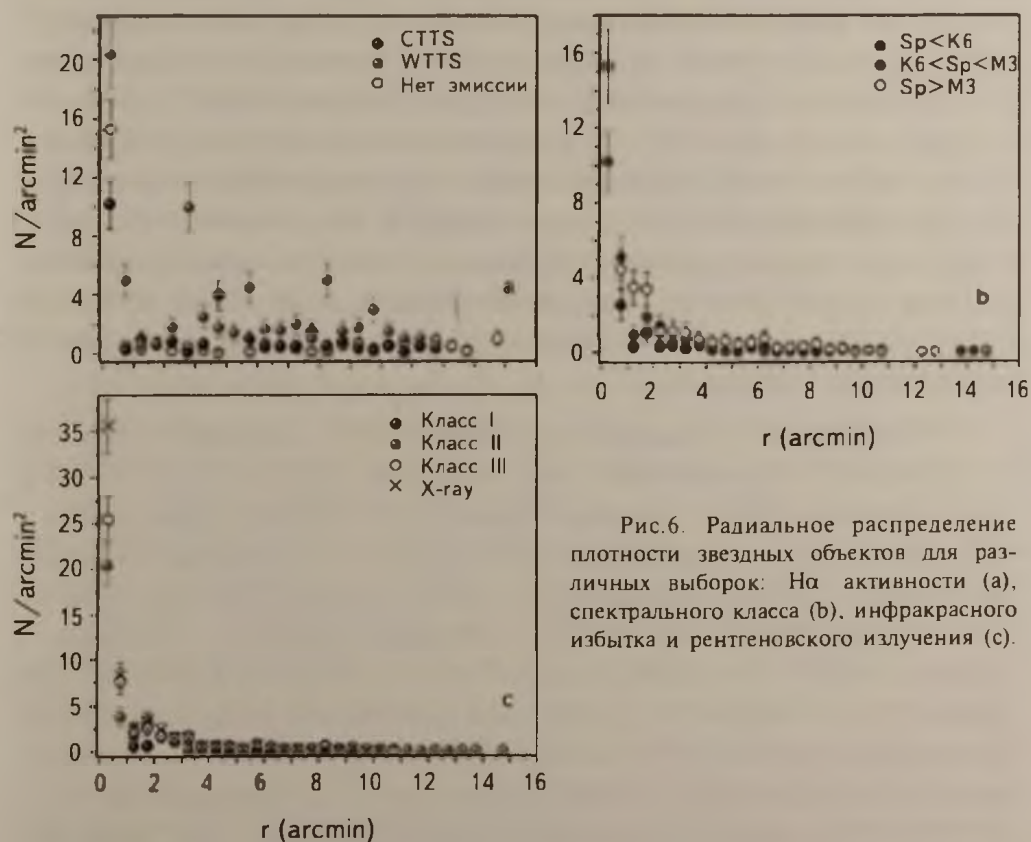


Рис.6. Радиальное распределение плотности звездных объектов для различных выборок: $\text{H}\alpha$ активности (а), спектрального класса (б), инфракрасного избытка и рентгеновского излучения (с).

скопления ($03^h44^m34^s$, $+32^\circ09'48''$, [17]) для различных выборок, которая определялась для каждого кольца с шириной $0'.5$ путем простого деления числа звезд на площадь поверхности. Центр скопления ассоциируется с самой яркой звездой HD 281159B. Мера неопределенности определялась согласно Пуассоновской статистики. На рис.6а представлено радиальное распределение плотности для звезд с разной степенью $H\alpha$ активности: CTTS, WTTS и объектов, в которых не выявлена эмиссия. Для сравнения, на рис.6b представлено радиальное распределение плотности для звезд с разными S_p , а на рис.6с - звездных объектов различных эволюционных классов, определенных на основании инфракрасного избытка среднего ИК-диапазона, а также рентгеновских источников.

По диаграммам хорошо видно, что как и было отмечено в предыдущих работах [4 и работы, упомянутые здесь], в центре скопления находится ядро с высокой плотностью. Среди объектов почти всех выборок, исключая звезды поздних спектральных классов и объекты I-го эволюционного класса, просматривается хорошо выраженная тенденция концентрироваться в области ядра с радиусом $\sim 1'$. Однако объекты различных выборок неодинаково распределены по полю скопления. Неэмиссионные звезды в подавляющем большинстве сконцентрированы в небольшой центральной области скопления с радиусом $\sim 30''$. Звезды с эмиссией относительно более равномерно распределены по полю скопления, что было отмечено еще в работе [1]. Однако они также имеют, хотя и не столь хорошо выраженную, тенденцию концентрироваться к центру, причем звезды WTTS в большей степени. Следует отметить, что в ядре скопления отсутствуют наиболее молодые звезды I-го эволюционного класса. Если рассматривать распределение объектов относительно их спектральных классов или, соответственно, масс, то здесь четко просматривается следующая картина - чем массивнее звездные объекты, тем они сильнее сконцентрированы в центральной области. В центре скопления сконцентрировано также подавляющее большинство рентгеновских источников.

4. *Обсуждение.* Активное исследование молодого звездного скопления IC 348, наряду с другими свойствами, позволило выявить в нем 215 звезд с $H\alpha$ эмиссией. После, пожалуй наиболее фундаментальной работы в этой области [1], где был опубликован список и результаты детального исследования 110-ти эмиссионных звезд, их количество практически удвоилось и достигло 215-ти. Число объектов значительно возросло в первую очередь за счет расширения области наблюдений в последующих работах. Если в работе [1] для значения оптического радиуса скопления приводится значение $4'.0$, то сейчас наиболее удаленный эмиссионный объект находится от HD 281159B на расстоянии $\sim 11'$. На одну звездную (с 19.0 до 20.0) величину возросла и полнота выборки с $H\alpha$ эмиссией,

что отражает функция светимости R (см. раздел 3.2).

Учет поглощения показал, что процентное содержание эмиссионных звезд относительно их яркости в R диапазоне имеет значительный градиент - он возрастает от ярких к более слабым и в интервале $13.0 \leq R \leq 19.0$ достигает $\sim 80\%$. По всей видимости, 80% это нижний предел оценки относительного количества звезд с $H\alpha$ активностью. Одна из возможных причин отсутствия $H\alpha$ эмиссии у остальных 20% - это переменность слабой эмиссии и абсорбции, о чем уже было отмечено в разделе 3.1, и что, принимая во внимание большой процент звезд с малым значением $EW(H\alpha)$, может внести весомую корректировку в оценку процента эмиссионных объектов. Вторая - двойственность объекта, что также может быть причиной переменности, и, наконец - ошибки измерений. Учет этих факторов несомненно должен поднять процентное содержание эмиссионных звезд и приблизить его к 100% . Процент эмиссионных звезд у более ярких и слабых объектов ниже. В первом случае - это отражение реальной действительности, во втором - в первую очередь, результат селекции, что не позволяет делать определенные выводы.

Как уже указывалось, в скоплении IC 348 наблюдается аномально высокое содержание WTTS звезд, по сравнению с другими областями звездообразования, такими как Tau-Aur [18], L1641 [19], NGC 2264 [20]. Увеличение числа объектов не изменило это соотношение. Около 60% эмиссионных звезд имеют $EW(H\alpha) \leq 10$ (см. рис.4). Более того, при классификации WTTS и CTTS относительно интенсивности $H\alpha$ эмиссии по критерию, предложенному авторами работы [11], процентное содержание WTTS даже несколько возросло и достигло 64% . Отметим, что в работе [1] оно составляло 58% . В связи с этим хотелось бы отметить, что практически такое же количественное соотношение между этими двумя классами объектов наблюдается в скоплении Ser OB3, возраст которого значительно меньше ($\sim 0.7 \cdot 10^6$ лет, [21]).

Это соотношение между двумя типами эмиссионных звезд, что по сути отражает их эволюционный статус, хорошо согласуется с классификацией эволюционного класса относительно инфракрасного избытка. Согласно этой классификации, объекты у которых $-2.56 < \alpha < -1.8$ принадлежат III-му, наиболее "старшему" поколению, составляют $\sim 50\%$ звездного населения скопления, а ко II-му эволюционному классу ($-1.8 < \alpha < 0$) относится только около 30% [12]. Более того, наблюдается хорошо выраженная зависимость между спектральным классом и углом наклона α . У звезд со спектральным классом ранее, чем K6 обнаружено только 11% объектов с оптически толстым диском, а среди объектов с Sp от K6 до M2 - уже 47% [12]. Это хорошо согласуется с данными, приведенными в табл.3, согласно которым, среди звезд с уже проэволю-

ционированным диском ($-2.56 < \alpha < -1.8$) подавляющее большинство имеют также слабую эмиссию, а среди объектов с оптически толстой дисковой составляющей ($-1.8 < \alpha < 0$) больший процент составляют CTTS объекты. Среди наиболее молодой звездной популяции I - го эволюционного класса ($\alpha > 0$) процент эмиссионных звезд очень мал и все они имеют сильную эмиссию. Предположительно, H α эмиссия испытывает сильное поглощение в плотной газопылевой составляющей этих молодых звезд и ее интенсивность лежит ниже порога чувствительности детекторов.

По всей видимости, именно из-за этого поглощения среди источников рентгеновского излучения ~70% составляют WTTS. Однако рентгеновское излучение наблюдается также и у звезд с сильной эмиссией. Если в первом случае рентгеновское излучение является, в основном, продуктом хромосферных вспышек, то у CTTS звезд - аккреционной активности, которая также предполагает наличие массивного диска. С другой стороны, массивный диск может в значительной степени поглощать рентгеновское излучение. Предположительно, именно это, а не отсутствие рентгеновской активности, является причиной того, что у значительного числа CTTS не наблюдается рентгеновское излучение.

Члены скопления неравномерно распределены по полю скопления. В центральной области, плотность которой более, чем в 20 раз превосходит среднюю плотность по полю скопления, сконцентрированы звезды ранних спектральных классов с меньшей степенью эмиссионной активности и меньшим инфракрасным избытком (см. раздел 3.4). Здесь также сконцентрировано большинство рентгеновских источников. Это связано с тем, что здесь, с одной стороны, расположены наиболее массивные звезды, рентгеновское излучение которых интенсивнее, с другой - объекты WTTS, в которых рентгеновское излучение испытывает значительно меньшее поглощение.

Кроме того, как было показано в разделе 3.3, расположенные в центре скопления более массивные звезды несколько старше. Медианное значение их возраста составляет $\sim 7 \cdot 10^6$ лет. Возраст остальных звезд, с массой меньше солнечной, составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ лет.

Таким образом, согласно вышесказанному, можно заключить, что процесс звездообразования в скоплении имел, по крайней мере, два этапа. Причем, расположенные в центре скопления относительно более массивные звезды, которые на данный момент имеют низкий уровень активности, по всей видимости, относятся к поколению более раннего этапа звездообразования.

5. Заключение. Статистический анализ ~200 звезд с H α эмиссией, выявленных в скоплении IC 348, позволил сделать следующие выводы:

- выборка эмиссионных объектов укомплектована до $R \leq 20.0$ звездной

величины;

- оптический радиус скопления составляет $\sim 11'$;
- процентное содержание эмиссионных звезд повышается от ярких к более слабым объектам и в интервале $13.0 \leq R - A_R \leq 19.0$ достигает 80%, что является его нижним пределом;
- процентное содержание эмиссионных звезд повышается от более ранних к более поздним Sp ;
- соотношение между WTTS и CTTS составляет 64% и 36%, что хорошо согласуется с процентным соотношением объектов различных эволюционных классов, определенных относительно их инфракрасного избытка.
- подавляющее большинство источников рентгеновского излучения ($\sim 70\%$) являются WTTS звездами;
- возраст WTTS и CTTS составляет $\sim 2 \cdot 10^6$ лет;
- неэмиссионные звезды с массой меньше солнечной также имеют возраст $\sim 2 \cdot 10^6$ лет, возраст более ярких объектов составляет $\sim 7 \cdot 10^6$ лет;
- наиболее массивные звезды с низкой активностью сконцентрированы в небольшом плотном центральном ядре скопления с радиусом $\sim 1'$.

Работа поддержана 13-IC087 грантом Госкомитета по науке РА.

Авторы выражают благодарность Г.А.Арутюняну за оказанное содействие при написании работы.

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

THE STATISTICAL ANALYSIS OF STARS WITH $H\alpha$ EMISSION IN IC 348 CLUSTER

E. H. NIKOGHOSYAN, A. V. VARDANYAN, K. G. KHACHATRYAN

In this work the results of the statistical analysis of the ~ 200 stars with $H\alpha$ emission in the IC 348 cluster are presented. The sample is completed up to $R \leq 20.0$. The optical radius is $\sim 11'$. The percentage of emission stars increases from bright to fainter objects and to the range of $13.0 \leq R - A_R \leq 19.0$ reaches 80%. The ratio between WTTS and CTTS is 64% and 36% respectively. The 70% of X-ray sources are WTTS. The age of WTTS and CTTS is $\sim 2 \cdot 10^6$ years. The age of the non emission stars with a mass less than solar is $\sim 2 \cdot 10^6$ years also, but non emission more massive objects are "older",

the age of them is $\sim 7 \cdot 10^6$ years. The most massive stars with a low level of activity is concentrated in a small dense central core of the cluster with a radius $\sim 1'$, and apparently, they are generated during an earlier wave of star formation in the cluster.

Key words: *star cluster: individual (IC 348) - stars: Ha emission-line: luminosity function: pre-main-sequence*

ЛИТЕРАТУРА

1. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, **497**, 736, 1998.
2. K.M.Flaherty, J.Muzerolle, G.Rieke et al., *Astron. J.*, **145**, 66, 2013.
3. K.L.Luhman, J.R.Stauffer, A.A.Muench et al., *Astrophys. J.*, **593**, 1093, 2003.
4. W.Herbst, in "Handbook of Star Forming Regions", ed. B. Reipurth, Vol.1, p.372, 2008.
5. K.Vollmann, T.Eversberg, *Astron. Nachr.*, **327**, 789, 2006.
6. A.A.Muench, C.J.Lada, K.L.Luhman et al., *Astron. J.*, **134**, 411, 2007.
7. R.E.Cohen, W.Herbst, E.C.Williams, *Astron. J.*, **127**, 1602, 2004.
8. L.Cieza, N.Baliber, *Astrophys. J.*, **649**, 862, 2006.
9. L.Cieza, D.L.Padgett, K.R.Stapelfeldt et al., *Astrophys. J.*, **667**, 308, 2007.
10. G.H.Rieke, M.J.Lebosky, *Astrophys. J.*, **288**, 618, 1985.
11. R.J.White, G.Basri, *Astrophys. J.*, **582**, 1109, 2003.
12. C.J.Lada, A.A.Muench, K.L.Luhman et al., *Astron. J.*, **131**, 1574, 2006.
13. B.Stelzer, T.Preibisch, F.Alexander et al., *Astron. Astrophys.*, **537**, 135, 2012.
14. E.Feigelson, L.Townsley, M.Gudel, K.Stassun, in "Protostars and Planets V", ed. B.Reipurth et al., p.313, 2006.
15. F.D'Antona, I.Mazzitelli, *Astrophys. J. Suppl.*, **90**, 467, 1994.
16. I.Baraffe, G.Chabrier, F.Allard, P.H.Hauschildt, *Astron. Astrophys.*, **337**, 403, 1998;
17. Z.-Y.Wu, X.Zhou, J.Ma, C.-H.Du, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **399**, 2146, 2009;
18. S.J.Kenyon, M.Gomez, B.A.Whitney, in "Handbook of Star Forming Regions", ed. B.Reipurth et al., Vol. I, p.405, 2008.
19. J.G.A.Wouterloot, J.Brand, *Astron. Astrophys.*, **265**, 144, 1992.
20. S.E.Dahm, T.Simon, *Astron. J.*, **129**, 829, 2005.
21. E.H.Nikoghosyan, *Astrophysics*, **56**, 31, 2013.

OXYGEN RICH COOL STARS IN THE CEPHEUS REGION NEW OBSERVATIONS. III

G.V.PETROSYAN¹, C.ROSSI², S.GAUDENZI³, R.NESCI¹

Received 15 May 2015

Accepted 16 September 2015

We present moderate resolution CCD spectra and R photometry for seven KP2001 stars. We revised the spectral classification of the stars in the range $\lambda\lambda 3900 - 8500\text{\AA}$. On the bases of light curves of the NSVS (Northern Sky Variability Survey) database we classify KP2001-18 as a semi regular and KP2001-176 as Mira type variables. For all observed objects NSVS phase-dependence light curve analysis and variability type classification was performed with the VStar Software. Using the Period-Luminosity relation we estimated absolute bolometric M_{bol} and K -band M_K magnitudes as well as the distances to variables.

Key words: *stars: spectral classification: variable: distances*

1. Introduction. In this paper, third in this series, we continue spectroscopic and photometric study of oxygen-rich stars from KP2001 catalogue [1] in Cepheus direction. First two papers [2,3] of the present series are devoted to clarify the nature of 20 late-type stars. In this paper we present moderate-resolution CCD spectra for seven stars from KP2001 catalogue. The luminosity classes and the distances are derived for them.

2. Spectroscopic and photometric observations. Moderate resolution CCD spectra for seven KP2001 stars are obtained in the range $\lambda\lambda 3900 - 8500\text{\AA}$, dispersion $3.9\text{\AA}/\text{pixels}$, with the 1.52 m Cassini telescope of the Bologna Astronomical Observatory (Italy) at Loiano, equipped with the Bologna Faint Objects Spectrometer and Camera (BFOSC) and 1300×1300 pixel EEV P1129915 CCD. Photometric observations in R -band were also obtained with BFOSC on the same dates as the spectra.

Table 1 presents the Journal of our observations, as well as the derived magnitudes and spectral types. The columns have the following meaning: column 1 - KP2001 number in the list [1], column 2 - date of observation, column 3 - R -band magnitudes, column 4 - spectral types presented in KP2001 catalogue, column 5 - new spectral subtypes, revised from our CCD data, derived as described below.

All the spectroscopic and photometric observations were processed by means of standard IRAF procedures.

Table 1

JOURNAL OF OBSERVATIONS, PHOTOMETRIC RESULTS AND SPECTRAL CLASSIFICATION

KP2001 Number	Date of Observations	R photometry mag	Previous Sp. Subtype [1]	CCD Sp. Subtype
8	12.12.2014	13.5 ± 0.1	M3	M3III
16	27.01.2015	13.2 ± 0.1	M2	M2III
18	27.01.2015	10.8 ± 0.1	M5	M7III
176	12.12.2014	14.6 ± 0.1	M6	M8III
194	12.12.2014	11.9 ± 0.1	M6	M6III
243	29.12.2013	-	M4	M2III
251	07.09.2011	-	M7	M10III

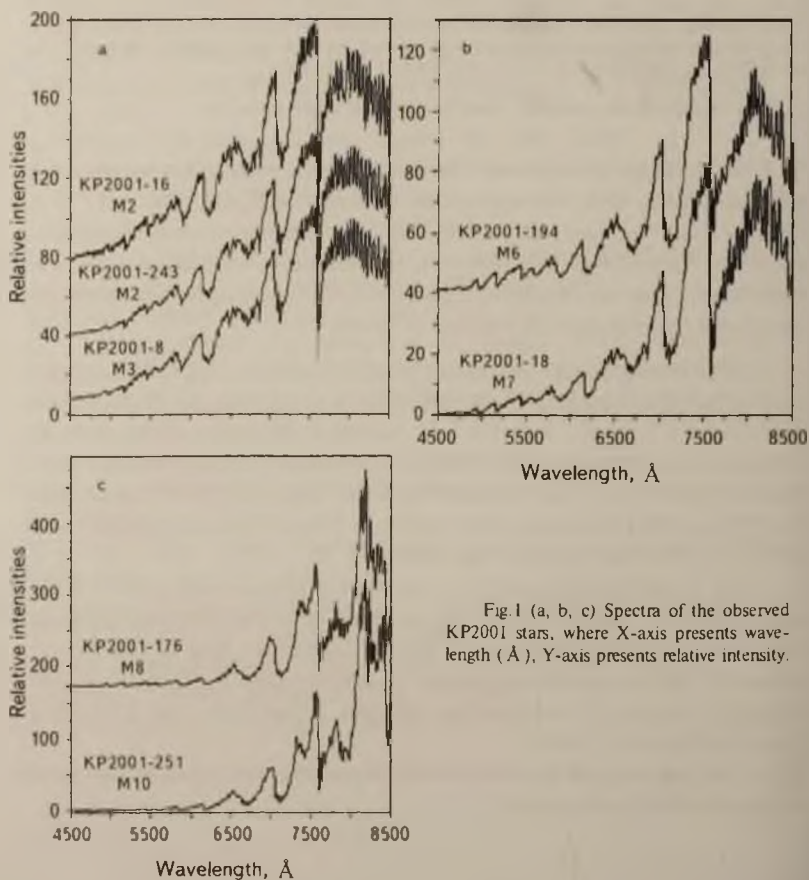


Fig.1 (a, b, c) Spectra of the observed KP2001 stars, where X-axis presents wavelength (Å), Y-axis presents relative intensity.

We determined spectral subtypes of stars via side-by-side comparison with spectra of standard stars (from M0 to M9, giants and dwarfs) obtained with the same instrumentation.

Fig. 1a, b, c presents our CCD spectra for the seven KP2001 stars.

3. *Colors, variability and distances.* We used the determined spectral classification to measure a number of physical properties of our stars.

3.1. *Colors.* The observed targets are located at low galactic latitudes, therefore the observed colors are strongly affected by interstellar reddening which is the first important quantity to be determined. For this purpose we used the infrared colors, applying the same diagrams as in the papers [4-8]. A detailed discussion of the intrinsic colors of late type M-giants and dwarfs can be found in the paper by Bessell and Brett [4]. 2MASS infrared (JHK_s) magnitudes are available at <http://irsa.ipac.caltech.edu/2mass>.

In Table 2 we present the original JHK_s magnitudes from 2MASS catalogue for our stars.

Table 2

2MASS MAGNITUDES OF THE OBSERVED STARS

KP2001 Number	<i>J</i> mag.	<i>H</i> mag.	<i>K_s</i> mag.
8	9.056±0.018	7.829±0.031	7.444±0.018
16	8.550±0.020	7.398±0.031	6.934±0.027
18	5.245±0.238	3.923±0.184	3.226±0.242
176	7.849±0.035	6.770±0.031	6.116±0.022
194	6.791±0.021	5.643±0.038	5.193±0.024
243	7.175±0.025	5.933±0.051	5.510±0.021
251	4.296±0.256	3.125±0.218	2.514±0.304

In Fig.2 we reproduced the Fig.A3 of paper [4], where we added our stars after having transformed the original 2MASS magnitudes to the Bessell and Brett system using the formulae given in Explanatory Supplement to the 2MASS Second Incremental Data Release at http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/second/doc/sec6_3.html and in Appendix A by Carpenter [9]. Fig.A3 of paper [4] is the $J-H$ versus $H-K$ diagram showing schematically the regions occupied by G5 to M6 dwarf and giants, SR and LPV carbon stars, and SR and LPV M7-M10 AGB stars. The arrow indicates the direction of interstellar reddening.

We present in Table 3 the observed $J-H$ and $H-K_s$ colors. From the spectral subtype determinations we deduced the expected intrinsic (reddened) values presented in Table III of paper [4] in order to move the experimental values to intrinsic positions and compute the extinction of the stars. For the

Mira type stars KP2001-176 and 251 we used the relations between IR colors and $\log P$ given by [10] (formulae 1 and 2).

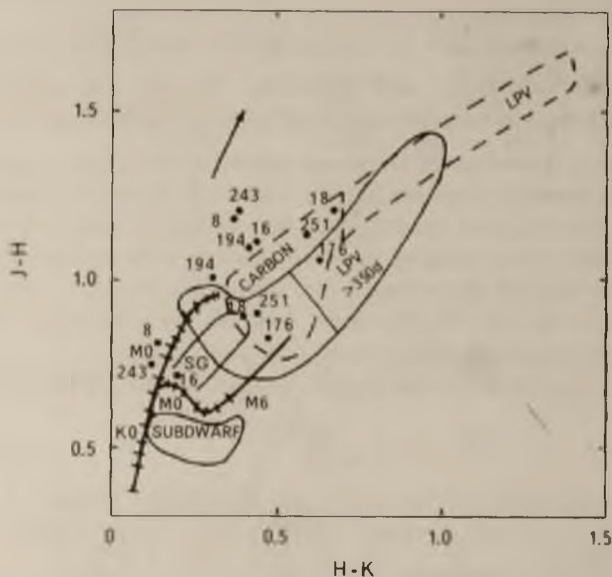


Fig.2. Infrared ($J-H$), ($H-K$) diagram from Fig.A3 of Bessell and Brett [4]. Dots indicate the observed positions of stars, squares indicate the positions after reddening correction.

The observational position of KP2001-176 does not allow an accurate evaluation of the color excess. We therefore provide here the minimum and maximum values of the expected colors and of the derived quantities. Having obtained infrared-color excess, we computed $E(B-V)$, A_v and A_k , using the reddening relations given in the Appendix B of paper [4];

Table 3

INFRARED COLORS AND COLOR EXCESS OF SEVEN KP2001 TARGETS TRANSFORMED TO THE BESSEL AND BRETT SYSTEM

KP2001 Number	$J-H$ mag.	$E(J-H)$ mag.	$H-K_s$ mag.	$E(H-K_s)$ mag.	$E(B-V)$ mag.	A_v mag.	A_k mag.
8	1.29 ± 0.04	0.39	0.36 ± 0.04	0.12	0.85	2.65	0.29
16	1.22 ± 0.04	0.35	0.44 ± 0.04	0.22	1.06	3.31	0.36
18	1.39 ± 0.30	0.43	0.67 ± 0.30	0.36	1.52	4.74	0.52
176	1.15 ± 0.05	0.17	0.63 ± 0.04	0.20	$0.5 \div 1.0$	$1.56 \div 3.12$	$0.15 \div 0.36$
194	1.22 ± 0.04	0.26	0.42 ± 0.05	0.12	0.67	2.09	0.23
243	1.31 ± 0.06	0.44	0.39 ± 0.06	0.17	0.81	2.53	0.27
251	1.24 ± 0.34	0.22	0.58 ± 0.37	0.10	0.56	1.75	0.19

$$E(J-H)=0.37 E(B-V); \quad E(H-K_s)=0.19 E(B-V) \quad (1)$$

$$A_V = 3.12 E(B-V); \quad A_K = 0.34 E(B-V). \quad (2)$$

In Fig.2 infrared color-color diagrams are presented. Dots indicate the observed positions, squares indicate the positions after reddening correction. Some stars, investigated in paper [3] are presented in Fig.2 again. The color excess is presented in Table 3.

3.2. Variability. We considered phase dependence light curves of observed KP2001 stars from Northern Sky Variability Survey - NSVS [11] (available online at <http://skydot.lanl.gov/nsvs/nsvs.php/>) database to investigate their variability nature. For all observed objects NSVS phase-dependence light curve analysis and variability type classification was performed with the help of VStar Software (a multi-platform data visualization and analysis tool, available at <http://www.aavso.org/>). VStar implements the Data Compensated Discrete Fourier Transform (DCDFT) algorithm [12] to get the basic pulsation period.

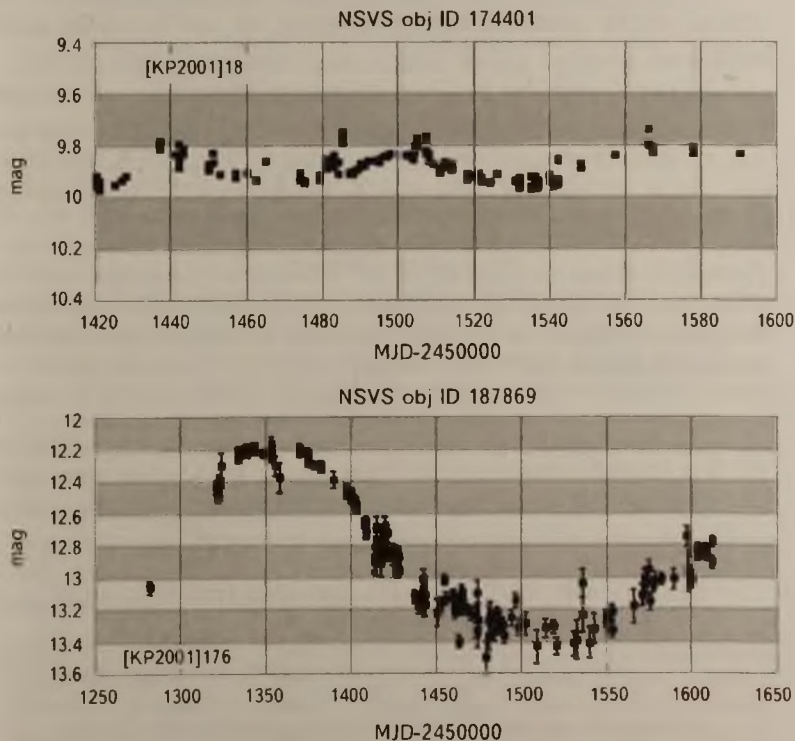


Fig.3. Light curves of KP2001-18 and 176 downloaded from NSVS database, where X-axis presents the Period in Julian data, Y-axis presents NSVS magnitude.

In the catalogue "Red variables in NSVS" [13] KP2001-251 (V0854 Cas) is classified as a Mira-type variable with a 347 days period. This object is also known as OH maser source [14]. We classify KP2001-8 and 194 as Irregular (Irr) variables, KP2001-18 as a Semi-Regular (SR, with period $P=60$ days) and finally KP2001-176 and 251 as Mira-type variables with periods $P=320$ days and $P=347$ days respectively. NSVS light curves for KP2001-16 and 243 show no variability.

In Fig.3 we presented NSVS phase dependence light curves for KP2001-18 and KP2001-176 consequently. The identification numbers of NSVS for KP2001-18 and 176 are respectively ID 174401 and ID 187869.

3.3. Absolute magnitudes and Distances. To estimate the absolute magnitudes and distances of the variable stars we applied the same procedures of paper [1], using updated Period-Luminosity (PL) relations. We first computed the absolute K magnitude for O-rich Mira variables applying the formula by [15]:

$$M(K) = -3.51(\pm 0.20)(\log P - 2.38) - 7.25(\pm 0.06) \quad (3)$$

while for the SR variable KP2001-18 we applied the new PL relation given by [16]:

$$M(K) = -1.34(\pm 0.06) \times \log P - 4.5(\pm 0.35). \quad (4)$$

Then we have computed the distances, also taking into account the two possible values of the extinction in K magnitude for KP2001-176. For Mira-type variables the distances are estimated also using equation (3) presented in the first paper [2]:

$$M(bol) = 2.80 - 3.00 \log P. \quad (5)$$

The apparent bolometric magnitude (m_{bol}) for KP2001-176 and 251 are determined by applying the bolometric correction $BC(K)$ to the $m(K)$ reddening corrected magnitude (see [17] for details):

$$m_{bol} = m(K) + BC(K). \quad (6)$$

In Eq. (6) we adopted the value $BC(K)=2.8$ obtained using the calibration $BC(K)$ vs. $(K-[12])$ index for O-rich Miras given in Fig.A3 of the same paper [17]. Note that IRAS $12\mu\text{m}$ magnitude was calculated from the densities quoted

Table 4

PERIOD, ABSOLUT MAGNITUDES AND DISTANCES OF
KP2001-18, 176, 251

KP2001 Number	Var. type	Period Days	m_{bol} mag	M_{bol} mag.	M_K mag.	D (pc) from M_{bol}	D (pc) from M_K
18	SR	60	-	-	-6.88 ± 0.35	-	810 ± 100
176	Mira	330	8.71	-4.71	-7.70 ± 0.12	4850	5100 ± 300
251	Mira	347	5.12	-4.82	-7.82 ± 0.09	980	1100 ± 150

in the catalogue following the prescription given in [18].

The results for KP2001-18, 176 and 251 are presented in Table 4.

For the stars KP2001-16 and 243 the approximate distances can be estimated, using Guide Star Catalogue (GSC2.3) [19] (Vizie Online Catalogue -1/305) V magnitudes, and adopting absolute visual magnitudes for M2III = -1.1 (see <http://www.handprint.com/ASTRO/specclass.html#luminositycodes> for more details).

Table 5 presents data for KP2001-16 and 243 stars.

Table 5

ABSOLUTE MAGNITUDES AND DISTANCES OF KP2001-16 and 243

KP2001 Number	m_v (GSC2.3) mag	M_v mag	Distance pc
16	14.21	-1.1	2510
243	12.93	-1.1	2000

4. *Concluding remarks.* In this paper, third in this series, we continue spectroscopic and photometric study of oxygen-rich stars from KP2001 catalogue in Cepheus direction. To study our stars we followed the same methodological approach as in [1]. For seven new targets we obtained moderate resolution CCD spectra which allowed to determine spectral types and luminosity classes. From the near infrared colors we measured the interstellar extinction; for the variable stars we applied the Period-luminosity relations from which we then derived absolute magnitudes and distances. All the variable stars studied in paper [1] and in the present paper have periods automatically determined by the NSVS survey, based on a relatively short monitoring. We already started a long-term monitoring not only to these stars, but to all the KP2001 stars in the Cepheus region in order to improve the value of the periods for the known variable and to look for variability in those not yet studied. Actually we intend to apply the same analysis to all the 257 stars with the purpose of clarifying their nature and compare the ratio of Carbon to Oxygen-rich giant stars in this region of the Milky Way.

In addition we are working on the infrared color-color diagrams involving IRAS, AKARI, WISE data, facing the difficulties due to the interstellar extinction toward the Cepheus direction.

Acknowledgments. This work is based on observations obtained with the Cassini telescope of the Bologna observatory.

¹ Yerevan State University, Armenia, e-mail: gohar.petrosyan@ysu.am

² Universita Di Roma "La Sapienza", Italy,
e-mail: Corinne.Rossi@roma1.infn.it

³ IAPS-INAF, Italy

ХОЛОДНЫЕ ЗВЕЗДЫ, БОГАТЫЕ КИСЛОРОДОМ В ОБЛАСТИ ЦЕФЕЯ. НОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ. III

Г.В.ПЕТРОСЯН¹, К.РОССИ², С.ГАУДЕНЗИ², Р.НЕШИ³

Приводятся CCD спектры со средним разрешением и данные R фотометрии для семи звезд из каталога KP2001. Пересмотрена спектральная классификация звезд в диапазоне $\lambda\lambda 3900 - 8500\text{\AA}$. На основе поведения кривых изменения блесков, взятых из базы данных NSVS (обзор переменности северного неба), звезда KP2001-18 классифицирована как полуправильная, а звезда KP2001-176 - как переменная типа Миры Кита. Анализ кривых изменения блесков и их классификация по типу переменности были выполнены программой VStar. С помощью соотношения период-светимость оценены абсолютные болометрические величины M_{bol} и величины M_K в полосе K , а также расстояния переменных звезд.

Ключевые слова: *звезды: спектральная классификация: переменная: расстояния*

REFERENCES

1. M.A.Kazarian, G.V.Petrosyan, *Astrophysics*, **44**, 335, 2001.
2. C.Rossi, S.Gaudenzi, G.V.Petrosyan et al., *Astrophysics*, **52**, 523, 2009.
3. G.V.Petrosyan, *Astrophysics*, **56**, 421, 2013.
4. M.S.Bessell, J.M.Brett, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 1134, 1988.
5. R.M.Sharples, P.A.Whitelock, M.W.Feast, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **272**, 139, 1995.
6. K.L.Cruz, I.Neill Reid et al., *Astron. J.*, **126**, 2421, 2003.
7. I.Neill Reid, A.J.Burgasser, K.L.Cruz et al., *Astron. J.*, **121**, 1710, 2001.
8. F.J.Zickgraf, J.Krautter, S.Reffert et al., *Astron. J.*, **433**, 151Z, 2005.
9. J.M.Carpenter, *Astron. J.*, **121**, 2851, 2001.
10. P.Whitelock, F.Marang, M.Feast, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **319**, 728, 2000.
11. P.R.Wozniak, W.T.Vestrand, C.W.Akerlof, *Astron. J.*, **127**, 2436, 2004.
12. S.Ferraz-Mello, *Astron. J.*, **86**, 619, 1981.
13. P.R.Wozniak, S.J.Williams, W.T.Vestrand et al., *Astron. J.*, **128**, 2965, 2004.
14. Sh Deguchi, T.Sakamoto, T.Hasegawa, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **64**, 4D, 2012.
15. P.A.Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **386**, 313, 2008.
16. G.R.Knapp, D.Pourbaix, I.Platais, A.Jorissen, *Astron. Astrophys.*, **403**, 993, 2003.
17. T. Le Bertre, M.Matsura, J.M.Winters et al., *Astron. Astrophys.*, **376**, 997, 2001.
18. H.J.Walker, M.Cohen, *Astron. J.*, **95**, 1801, 1988.
19. B.Lasker, M.C.Lattanzi, B.J.McLean et al., *Astron. J.*, **136**, 735, 2008.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ γ Ar-ЗВЕЗДЫ HD134214. ЛИНИИ Nd II, Nd III, Gd II

Н.Г.МИХАЙЛИЦКАЯ

Поступила 19 июня 2015

Принята к печати 16 сентября 2015

По спектрам высокого разрешения исследовалось содержание редкоземельные элементы (REE) в атмосфере магнитной, быстро-осциллирующей, химически-пекулярной (γ Ar) звезды HD134214. Содержание неодима рассмотрено по линиям в первой и второй стадиях ионизации. В атмосфере γ Ar звезды наблюдается нарушение ионизационного равновесия REE (несогласие содержаний, определяемых по линиям однократно и двукратно ионизованных атомов). Наблюдается избыток содержаний редкоземельных элементов (относительно Солнца). Приведены результаты анализа содержаний REE и некоторых других элементов. По чувствительным линиям определены модуль магнитного поля и его составляющие B_p/B_m .

Ключевые слова: звезда HD134214; магнитное поле; профили спектральных линий; содержание химических элементов

1. *Введение.* Для звезды HD 134214 (H1 Lib) в 1985 и 1986гг. обнаружены быстрые осцилляции фотометрических кривых блеска с периодом 5.65 мин [1,2]. Впервые это явление выявлено Куртцом [3] в 1978г. для звезды Пшибельского (HD 101065). Быстрые осцилляции фотометрических кривых блеска оказались характерными для ряда звезд, которые образуют группу γ Ar-звезд (rapid oscillating stars). HD 134214 принадлежит к магнитным, быстро-осциллирующим, химически-пекулярным звездам [4,5]. Для γ Ar-звезд амплитуда осцилляций блеска, как и интенсивность магнитного поля, в некоторых случаях может модулироваться вращением звезды. В 1982г. Куртц [6] предложил модель наклоненного пульсатора, в котором направление оси пульсаций совпадает с направлением оси магнитного поля, под некоторым углом к оси вращения. Магнитные поля этих звезд в первом приближении имеют дипольную структуру. Группу γ Ar составляют около 40 звезд.

Атмосферам γ Ar-звезд характерны аномалии химического состава. Наблюдается избыток содержания редкоземельных элементов (REE), относительно Солнца. При этом имеет место нарушение ионизационного равновесия: содержания определяемые по линиям вторых ионов REE, на 1.0-1.7 порядка превосходят содержания по линиям первых ионов [7].

Линии REE исследовались в работах [8-10]. Для звезды HD 134214 в работах [8,9] исследовались REE, а также содержание лития и его изотопное отношение (с учетом блендирующих линий REE). По трем спектральным линиям Ca I 610.27 нм, Fe II 614.9 нм, Pr III 670.67 нм определены модуль магнитного поля и его составляющие компоненты B_r/B_m и по двум линиям Fe II 614.9 нм, Pr III 670.67 нм - параметр $v \sin i$. В работе [10] определено содержание неодима по линии во второй стадии ионизации, а также модуль магнитного поля и параметр $v \sin i$ по спектральным линиям Ca I 616.217 нм, Nd III 669.083 нм. Содержание кальция и железа исследовалось в работах [8,10]. В работе Рябчиковой [11] приведены результаты анализа изотопов Ca, определено поверхностное магнитное поле и компоненты магнитного поля, а также параметр $v \sin i$, T_{eff} , $\log g$.

Цель данной работы: исследовать аномалии содержаний редкоземельных элементов в первой и второй стадии ионизации, с учетом влияния магнитного поля на формирование профилей спектральных линий в атмосфере магнитной α Ap-звезды HD 134214.

2. *Наблюдения.* В работе использованы спектры звезды HD 134214 с высоким разрешением. Спектр звезды HD 134214 получены в 1996г. на 1.4-м телескопе CAT Куде спектрометре CES в обсерватории La Silla. Детектор - матрица ESO CCD N34 2048 2048 (размер пиксела 15мкм x 15мкм, что обеспечило разрешение $R=100000$). Данные наблюдений HD 134214 приведены в табл.1.

Таблица 1

ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ HD 134214

Дата	Экспозиция, мин	Область, Å	Телескоп
13/03/96	60	612.0-618.0	ESO/CAT, $R=100000$
11/03/96	60	667.5-673.5	ESO/CAT, $R=100000$
12/03/96	60	667.5-673.5	ESO/CAT, $R=100000$

3. *Синтетические спектры.* HD 134214 принадлежит к магнитным пекулярным звездам, которые имеют повышенную плотность линий, уширенных магнитным полем. Поэтому такие спектры сложны и имеют много блендированных линий. На формирование профилей спектральных линий влияет значение модуля магнитного поля (B) и его компоненты (B_r/B_m). Поэтому для некоторых спектральных линий магнитное поле и его компоненты определялись отдельно.

Период вращения звезды HD 134214 четко не установлен, возможно, звезда очень медленно вращается или видна со стороны полюса [9]. Так-как уширение спектральных линий вследствие вращения и уширение

спектральных линий вследствие быстрых осцилляций, являются результатом доплеровских смещений, то оба эффекта не всегда отличимы и модулируются вращательным профилем с параметром $v \sin i$. При расчетах учтено дополнительное уширение, которое описано параметром $v \sin i = 2.5$ км/с, определенное в предыдущей работе [10].

Для расчетов выбрана эффективная температура атмосферы, что наиболее часто встречается в работах. Эффективная температура звезды найдена в 2000г. - $\log T_{\text{eff}} = 3.849 \pm 0.018$ в работе [12], в 2006г. - $\log T_{\text{eff}} = 3.858 \pm 0.012$ [13] и в 2008г. - $T_{\text{eff}} = 7315$ ($\log T_{\text{eff}} = 3.864$) [11], в 2012г. - $\log T_{\text{eff}} = 3.858$ [5]. Расчеты проведены с моделью атмосферы Куртуа [14] с параметрами $T_{\text{eff}} = 7250$ K, $\log g = 4.45$, $\xi_t = 1$ км/с.

4. *Параметры атомных линий.* В работе использован список линий из базы данных спектральных линий атомов VALD [15]. Поскольку звезда HD 134214 имеет избыток содержания редкоземельных элементов, то список линий VALD был дополнен линиями REE из базы данных DREAM [16]. Уточненные значения линий Nd III 6145.0677 Å, Nd III 6690.8302 Å взяты из работы [17].

Данные базы DREAM дополнены квантовыми числами, термами, факторами Ланде из списка данных NIST для соответствующих уровней энергии, которые необходимы для расчетов синтетического спектра в магнитном поле [18]. Если факторы Ланде (g) в данных NIST отсутствовали, то они рассчитывались по формуле

$$g = 1 + [J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)] / J(J+1),$$

где J , S , L - квантовые числа [19].

5. *Магнитное поле звезды.* В программе расчета синтетического спектра С.А.Хана SYNTHM упрощенная модель магнитного поля характеризуется радиальной B_r , меридиональной B_m (долготная $B_l = 0$) составляющими поля [20].

В силу сложного эффекта Зеемана, абсолютная величина расщепления определяется модулем напряженности магнитного поля B и фактором Ланде g :

$$\Delta\lambda = (M_{j1}g_1 - M_{j2}g_2)eB\lambda^2 / (4\pi mc^2),$$

где B - напряженность магнитного поля $\{|B| = (B_r^2 + B_m^2 + B_l^2)^{1/2}\}$, g_1 , g_2 и M_{j1} , M_{j2} - соответственно факторы Ланде и магнитные квантовые числа для верхнего и нижнего уровней, а $M_j = -J, \dots, +J$... Если $\Delta M_j = 0$, то образуются π -компоненты, если $\Delta M_j = \pm 1$ то - две группы σ -компонентов.

При наблюдениях вдоль линий магнитного поля π -компоненты отсут-

ствуют, а при наблюдениях поперек магнитного поля сумма интенсивностей всех π -компонент равна сумме интенсивностей всех σ -компонент [19].

Процесс формирования спектральных линий в звездных атмосферах зависит от величины модуля магнитного поля и его компонентов. Модуль напряженности магнитного поля определен по линиям Fe I 6136.615 Å, Fe I 6137.691 Å. Они чувствительны к модулю напряженности магнитного поля $|B|$, но мало чувствительны к компонентам (B_r/B_m) рис.2. Модуль напряженности магнитного поля $|B|$ и компоненты магнитного поля (B_r/B_m) определены по линиям Ca I 6717.681 Å, Fe I 6677.924 Å рис.1, 4. На рис.1a показано чувствительность линии к модулю напряженности магнитного поля $|B|$, на рис.1b - чувствительность линий к составляющим магнитного поля (B_r/B_m) . Соответствующие данные приведены в табл.2. Полученные значения параметров магнитного поля согласуются с данными работ [10,11,8,9].

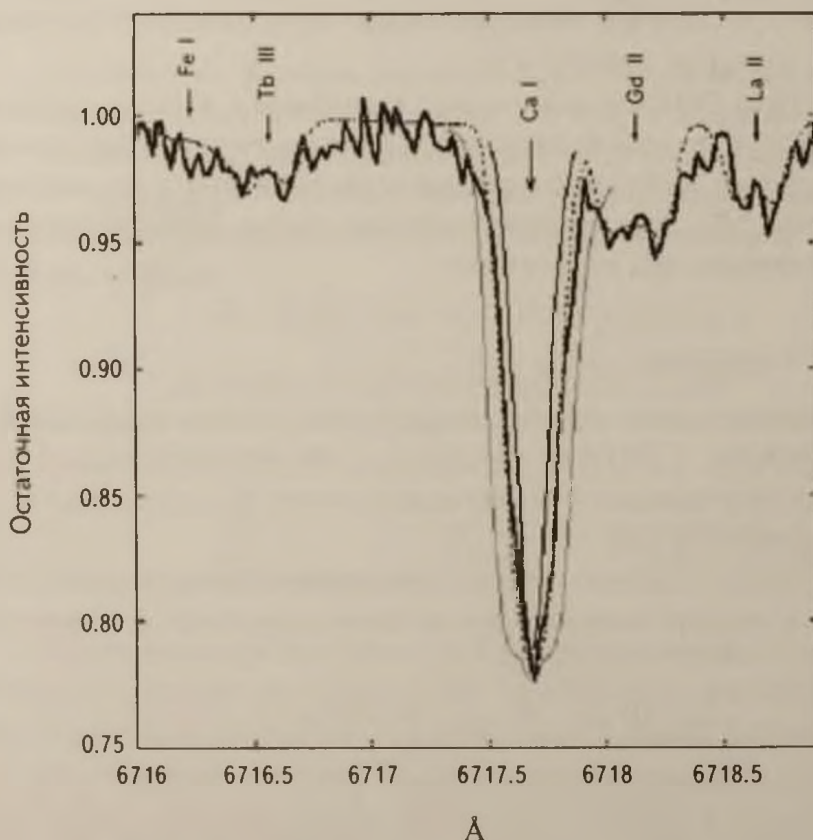


Рис.1a. Наблюдаемый (сплошная жирная линия) и синтетические профили линии Ca I 6717.681 Å ($v \sin i = 2.5$ км/с) с разной чувствительностью к модулю напряженности магнитного поля $|B|$: сплошная тонкая линия - $|B| = 1800$ Гс; пунктирная линия - $|B| = 3800$ Гс; сплошная серая линия - $|B| = 5800$ Гс.

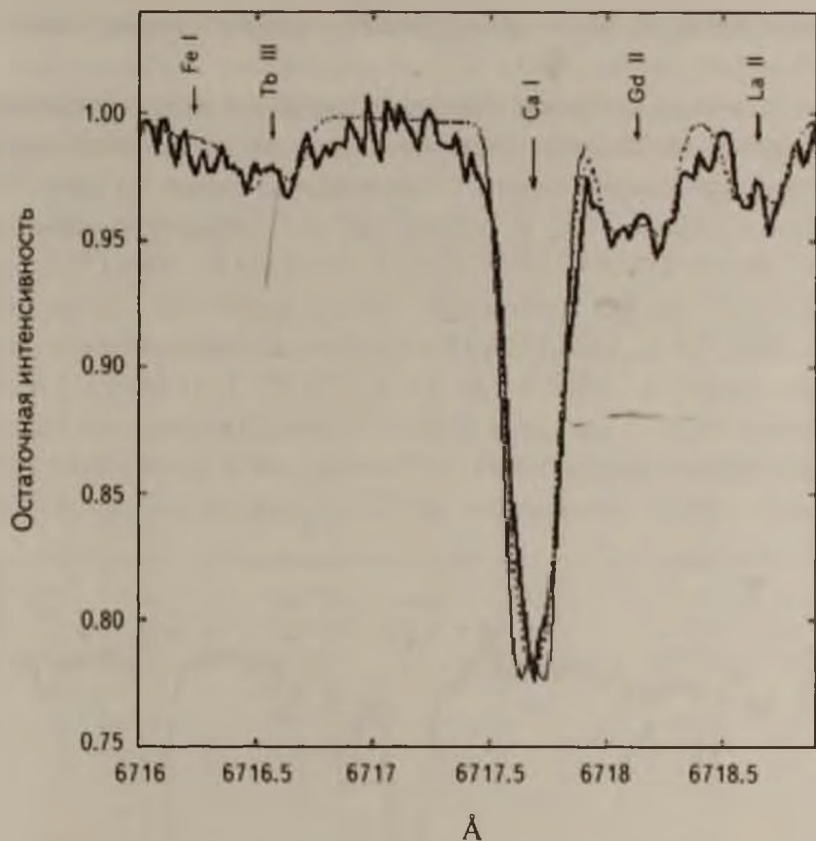


Рис. 1b. Наблюдаемый (сплошная жирная линия) и синтетические профили линии Ca I 6717.681 Å ($v \sin i = 2.5$ км/с) с разной чувствительностью к компонентам магнитного поля B_r/B_m : пунктирная линия - $B_r = 2700$ Гс, $B_m = 2700$ Гс; сплошная тонкая линия - $B_r = 3800$ Гс, $B_m = 0$.

Таблица 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПРЕДЕЛЕНИЙ МОДУЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЕГО СОСТАВЛЯЮЩИХ

Элемент λ , Å	$ B $ Гс	B_r/B_m , Гс
Fe I 6136.615	3700	--
Fe I 6137.692	3700	--
Fe I 6677.924	3534	1500/3200
Ca I 6717.681	3800	2700/2700

6. *Полученные результаты.* Для γ Ar-звезд точность определения химического состава, в первую очередь, зависит от полноты учета всех линий, входящих в бленды.

Исследование редкоземельных элементов проводится впервые, многие линии блендированы, поэтому, вначале определялось содержание часто встречающихся элементов Si, Ca, Fe (табл.3). При расчетах также учтены

слабые линии, которые блендируют представляющие интерес основные линии.

Для исследования выбраны участки спектра с сильными линиями REE. Содержание неодима рассмотрено отдельно по линиям ионов в первой и второй стадиях ионизации. Содержание по линии Nd 6690.8302 Å определялось в работе [10], в данной работе определено по линии 6141.0677 Å. Линии 6166.642 Å, 6170.450 Å, 6678.524 Å, 6680.137 Å были использованы для оценки содержания первых ионов Nd. Линии Nd II (6170.450 Å, 6678.524 Å, 6680.137 Å) блендированы соответственно очень близкими линиями Fe I 6170.507 Å, Ca I 6678.505 Å, Ti II 6680.133 Å, что усложняет определение содержания каждого из близких элементов. Поэтому для блендированных линий Nd II (6170.450 Å, 6678.524 Å, 6680.137 Å) было найдено равное содержание -8.70 dex. Каждая из линий Nd II

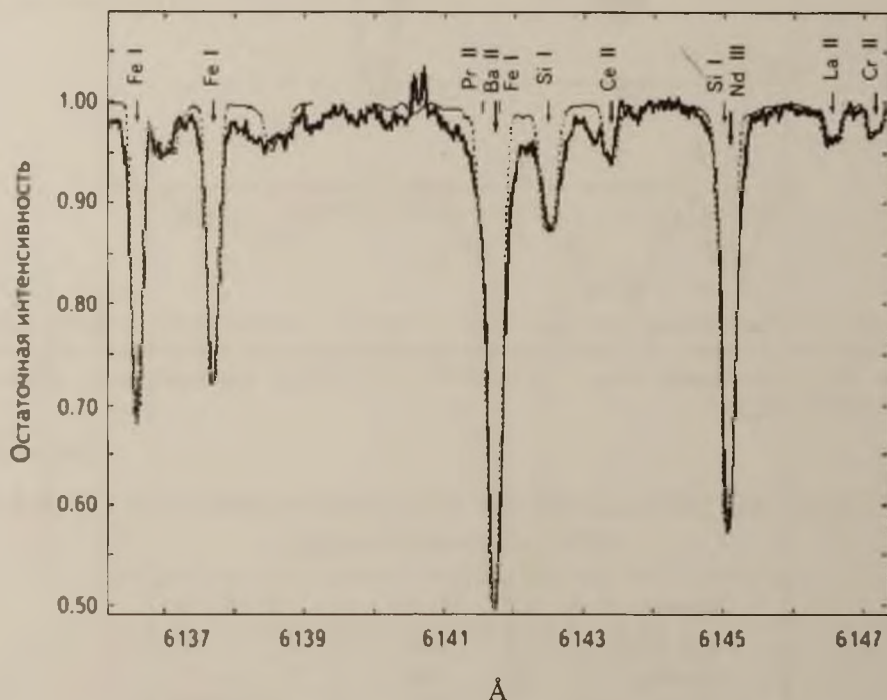


Рис.2. Сплошная жирная линия - наблюдаемый спектр, штриховая линия - рассчитанный спектр.

6680.137 Å и Ti II 6680.133 Å может описать наблюдаемый профиль, поэтому со значением содержание -8.70 dex (Nd II) титан будет иметь содержание -6.86dex.

Для блендированных спектральных линий со сложными профилями показаны отдельно рассчитанные линии Nd II 6166.642 Å, Nd II 6170.480 Å, Fe I 6170.507 Å рис.3. Линия Gd II 6681.199 Å очень чувствительна к

магнитному полю и имеет сложный профиль. Под влиянием магнитного поля она частично расщеплена на три компонента. На рис.4 показаны рассчитанные в отдельности линии Gd II 6681.199 Å, Sm II 6681.530 Å. Наблюдаемый профиль линии Gd II 6681.199 Å блендированной Sm II

Таблица 3

СОДЕРЖАНИЯ

	$\log(N/N_{\text{tot}})$	n	Sun $\log(N/N_{\text{tot}})$
Si I	-4.44 ± 0.15	2	-4.53
Ca I	-5.72 ± 0.12	6	-5.73
Ti II	≈ -6.86	1	-7.14
Cr II	≈ -5.50	1	-6.40
Fe I	-4.75 ± 0.25	5	-4.59
Ba II	-9.71	1	-9.87
La II	≈ -8.40	2	-10.82
Ce II	≈ -8.50	1	-10.49
Pr II	≈ -9.90	1	-11.33
Pr III	≈ -8.10	1	-11.33
Nd II	-8.64 ± 0.12	4	-10.59
Nd III	-7.49 ± 0.29	2	-10.59
Sm II	≈ -9.04	3	-11.04
Gd II	-7.99 ± 0.10	3	-10.92

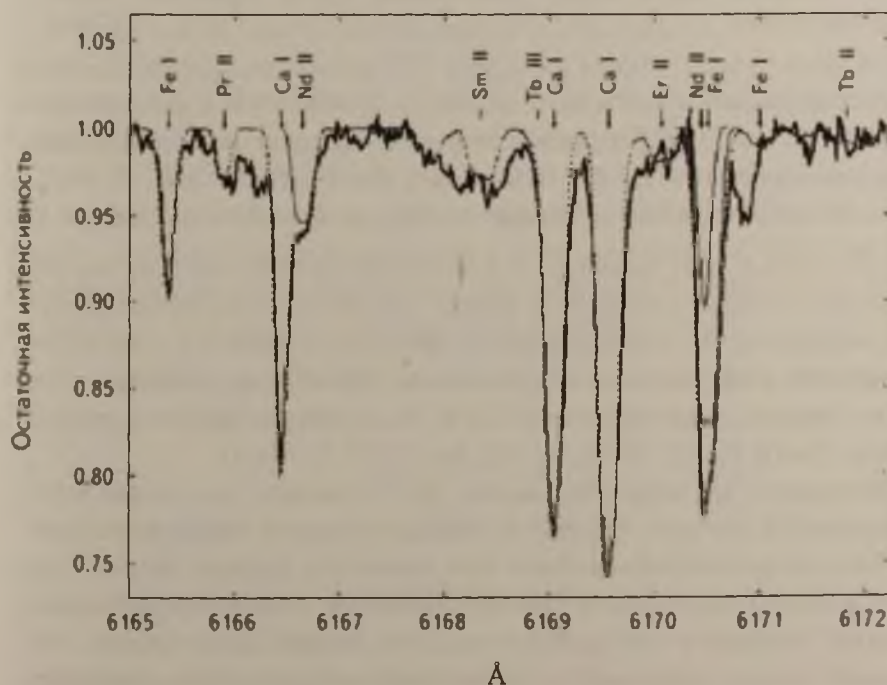


Рис.3. Сплошная жирная линия - наблюдаемый спектр, штриховая линия - рассчитанный спектр.

6681.530 Å хорошо описывается при значении магнитного поля $B_p = 1500$ Гс, $B_p = 3200$ Гс.

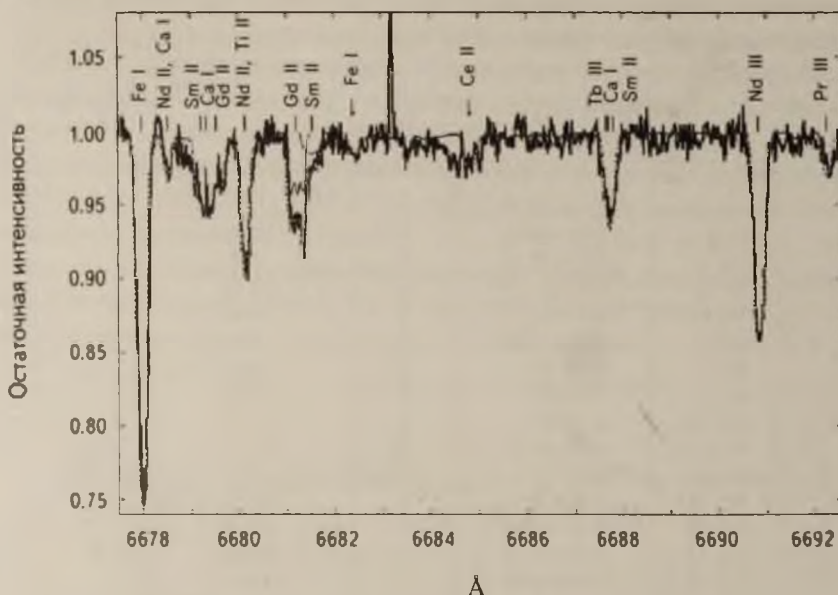


Рис.4. Сплошная жирная линия - наблюдаемый спектр, штриховая линия - рассчитанный спектр.

В работе также определено содержание элементов в первой стадии ионизации Ba II, Gd II. По слабым линиям были даны приблизительные содержания для La II, Ce II, Pr II, Pr III, Sm II, Ti II, Cr II. В табл.3 приведены окончательные значения содержаний и количество линий.

7. Основные результаты. В атмосфере быстро-осциллирующей, химически-пекулярной магнитной звезды HD134214 исследовались содержания редкоземельных элементов (REE). Впервые оценивается содержание Nd в первой и второй стадиях ионизации, определено содержание по линиям в первой стадии ионизации Gd II, Ba II, а также приблизительные значения La II, Ce II, Pr II, Pr III, Sm II, Ti II, Cr II.

Наблюдается избыток содержания REE относительно солнечного. Содержание Nd, которое получено по линиям во второй стадии ионизации, на 1.15 dex превосходит содержание этих элементов, которое получено по линиям в первой стадии ионизации. Этот результат невозможно объяснить никакими ошибками стандартного анализа химического состава, что показывает сильное отклонение от ионизационного равновесия в атмосфере γ Ар-звезды HD 134214. Аномалии состава REE, согласно литературе, свойственны звездам γ Ар

В работе также определено содержания Si I, Ca I, Fe I. По чувствительным спектральным линиям определено модуль магнитного поля и его составляющие компоненты B_r/B_m табл.2. Результаты согласуются с другими исследованиями [9,10].

Автор выражает глубокую благодарность администрациям баз атомных данных VALD, DREAM, NIST, доступных через интернет, Г.У.Ковальчуку за консультацию, а также С.А.Хану за программу синтетического спектра SynthM.

Главная астрономическая обсерватория Национальной академии наук Украины 03680, Киев, e-mail: Ninel--@ukr.net

A STUDY OF RARE EARTH ELEMENTS IN THE ATMOSPHERES OF roAp-STAR HD 134214. LINES Nd II, Nd III, Gd II

N.G.MYKHAILYTSKAYA

On the base of high-resolution spectra of the magnetic, rapidly oscillating, chemically peculiar star (roAp) HD 134214 we analyze the abundance of rare-earth elements (REE). The lines of Nd in the first and second stages of ionization were investigated. The ionization equilibrium in the roAp-star violates (so that abundances derived separately with lines of ions in the first and second stages of ionization differ). Abundance of REE is found to exceed that for the Sun. The results obtained for the abundance of REE and some other elements are given. The sensitive lines were used to determine the module of magnetic field and the ratio B_r/B_m of its components.

Key words: *star HD 134214: magnetic field: spectral lines: abundance of chemical elements*

ЛИТЕРАТУРА

1. T.J.Kreidl, Inf. Bull. Variable Stars, **1**, 2739, 1985.
2. T.J.Kreidl, D.W.Kurtz, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **220**, 313, 1986.
3. D.W.Kurtz, Inf. Bull. Var. Stars, **1**, 1978.

4. *P.Renson, J.Manfroid*, *Astron. Astrophys.*, **498**, 961, 2009.
5. *H.Saio, M.Gruberbauer, W.W.Weiss et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **420**, 283, 2012.
6. *D.W.Kurtz*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **200**, 807, 1982.
7. *Т.А.Рябчикова, И.С.Саванов, В.П.Маланушенко, Д.О.Кудрявцев*, *Астрон. ж.*, **78**, 444, 2001.
8. *A.V.Shavrina, N.S.Polosukhina, S.Khan et al.*, *Proc. IAU Symp.*, **711**, 2004.
9. *А.В.Шаврина, Н.С.Полосухина, С.Хан и др.*, *Астрон. ж.*, **83**, 560, 2006.
10. *Н.Г.Михайлицкая*, *Кинематика и физика небесных тел.*, **26**, 41, 2010.
11. *T.Ryabchikova, O.Kochukhov, S.Bagnulo*, *Astron. Astrophys.*, **480**, 811, 2008.
12. *S.Hubrig, P.North, G.Mathys*, *Astrophys. J.*, **539**, 532, 2000.
13. *O.Kochukhov, S.Bagnulo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **450**, 763, 2006.
14. *R.L.Kurucz*, CDR, Cambridge, MA: Smithsonian Astrophysical Observatory, (1-23), 1994
15. *F.Купка, N.Е.Рискун, Т.А.Рябчикова et al.*, VALD-2: Progress of the Vienna Atomic Line Data Base // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 138, N 1.-P. 119-133, 1999.
16. *E.Biemont, P.Palmeri, P.Quinet*, D.R.A.M. Database on Rare Earth at Mons. Univ. <http://www.umons.ac.be/~astro/dream.shtml>).
17. *T.Ryabchikova, A.Ryabtsev, O.Kochukhov et al.*, *Astron. Astrophys.*, **456**, 329, 2006.
18. *W.C.Martin, J.Reader, W L.Wiese*, NIST Compilations and databases for atomic spectra, (<http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData>), 2003.
19. *С.Г.Фриш*, *Оптические спектры атомов*, М., Физматгиз, 1963, с.640.
20. *С.А.Хан*, *Кинематика и физика небесных тел.*, **19**, 534, 2003.

SOME ASTROMETRIC AND KINEMATIC CHARACTERISTICS OF THE M67 OPEN CLUSTER

W.H.ELSANHOURY

Received 23 April 2015

Accepted 16 September 2015

We determined some characteristics of the M67 open cluster based on two sources of data, the PPMXL and Yadav catalogs. We used the convergent point method algorithm to determine some astrometric parameters such as the vertex, velocity, and distance of the cluster. The results compare well with other publications. Additionally, we calculated some kinematic properties (based on the space velocity components) of the cluster and the solar motion, using vector and matrix analysis expressions.

Key words: *open clusters; convergent point method; velocity ellipsoid parameters*

1. *Introduction.* Messier 67 (also known as M67 and NGC 2682) ($\alpha_{2000} = 08^h51^m18^s$, $\delta_{2000} = 11^d48^m00^s$) is one of the oldest open clusters in our Galaxy, and has a comparable (or older) age to the Sun. M67 is a rich cluster, located within 1 kpc of the Sun. Fig.1 contains an image of the cluster taken from LEDAS Digitized Sky Survey (DSS) image.

M67 has been comprehensively investigated to establish its astrometric membership [1-3]. Many photometric studies [4,5] and precise radial velocity and binary search studies [6-8] have been conducted for this cluster.

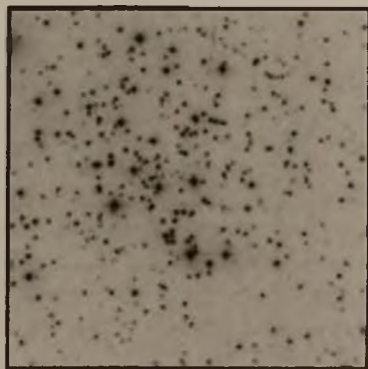


Fig.1. An image of M67 taken from LEDAS DSS image.

In this paper, we determine some astrometric and kinematic parameters using the convergent point method and the galactic space velocity components, respectively.

The remainder of this paper is structured as follows. The basic formulations are described in Section 2, and the data are described in Section 3. We present our results in Section 4, and a discussion and our conclusions in Section 5.

2. Basic Formulations.

2.1. Convergent point method. Consider an N_i group of clustered stars with coordinates (α, δ) , which are moving with proper motion μ (mas/yr), distance r (pc), and radial velocity V_r (km/s). We can compute the apex (vertex) of M67 using the error-controlled method proposed in [9], and the algorithm presented in [10], which were applied to the Ruprecht 147 (NGC 6774) open cluster.

The vertex of the cluster (A, D). We assume that all cluster members have the same space velocities, that is,

$$X = V \cos D \cos A, \quad (1)$$

$$Y = V \cos D \sin A, \quad (2)$$

and

$$Z = V \sin D, \quad (3)$$

where X, Y and Z are V 's velocity components along the x, y and z axes of a coordinate system centered at the Sun. We can express (X, Y, Z) using well-known formulae [11]. That is,

$$X = -4.74 r \mu_\alpha \cos \delta \sin \alpha - 4.74 r \mu_\delta \sin \delta \cos \alpha + V_r \cos \delta \cos \alpha, \quad (4)$$

$$Y = +4.74 r \mu_\alpha \cos \delta \cos \alpha - 4.74 r \mu_\delta \sin \delta \sin \alpha + V_r \cos \delta \sin \alpha, \quad (5)$$

and

$$Z = +4.74 r \mu_\delta \cos \delta + V_r \sin \delta. \quad (6)$$

Letting

$$\xi = \frac{X}{Z}, \quad (7)$$

and

$$\eta = \frac{Y}{Z}, \quad (8)$$

we get

$$a_i \xi + b_i \eta = c_i, \quad (9)$$

where

$$\begin{aligned}
 a_i &= \mu_\alpha^{(i)} \sin \delta_i \cos \alpha_i \cos \delta_i - \mu_\delta^{(i)} \sin \alpha_i, \\
 b_i &= \mu_\alpha^{(i)} \sin \delta_i \sin \alpha_i \cos \delta_i + \mu_\delta^{(i)} \cos \alpha_i, \\
 c_i &= \mu_\alpha^{(i)} \cos^2 \delta_i.
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

and the index i varies from 1 to N (the number of the cluster members). So

$$\tan A = \frac{\eta}{\xi}, \tag{11}$$

and

$$\tan D = (\xi^2 + \eta^2)^{1/2}. \tag{12}$$

The required coordinates of the cluster vertex (A , D) follow directly from Eqs. (11) and (12). We determine the corrections to the vertex coordinates using the method in [9], applying a repeated iterative process until the desired accuracy as achieved. The corrected values of the coordinates of the vertex (A^* and D^*) are obtained using

$$A^* = A + \Delta A, \tag{13}$$

and

$$D^* = D + \Delta D. \tag{14}$$

The velocity of the cluster. The velocity of the cluster is

$$V = \sum_{i=1}^N V_i^{(i)} \cos \lambda_i / \sum_{i=1}^N \cos^2 \lambda_i, \tag{15}$$

where λ is the angular distance from the star to the vertex, i.e.,

$$\cos \lambda_i = \sin \delta_i \sin D + \cos \delta_i \cos D \cos(A - \alpha_i). \tag{16}$$

The distance modulus of the cluster. The distance modulus is

$$m - M = -5 + 5 \log d, \tag{17}$$

where d (in pc) is the distance to the cluster, calculated using the mean of the individual distances.

2.2. Velocity ellipsoid parameters VEPs. To compute the VEPs of M67, we follow the computational algorithm presented in [12]. The coordinates of the i^{th} star with respect to the axes parallel to the original axes, but shifted into the center of the distribution (i.e., to the point U , V and W) are $(U_i - \bar{U})$; $(V_i - \bar{V})$; $(W_i - \bar{W})$. Here, U , V and W are the components of the space velocities and $\bar{U}$, $\bar{V}$ and $\bar{W}$ are the mean velocities. That is,

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i, \quad \bar{V} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i, \quad \bar{W} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N W_i, \tag{18}$$

where N is the total number of stars. We can compute U , V and W (i.e.,

the system of galactic space coordinates) using the transformations [13]

$$U = -0.054875539X - 0.873437105Y - 0.483834992Z, \quad (19)$$

$$V = 0.494109454Y - 0.444829594Y + 0.746982249Z, \quad (20)$$

and

$$W = -0.867666136X - 0.198076390Y + 0.455983795Z. \quad (21)$$

Suppose that we have an arbitrary axis ξ with a zero point that coincides with the center of the distribution. We let l , m , and n be the directional cosines of the axis with respect to the shifted axis. Then, the coordinates of the point i with respect to the ξ axis are

$$Q_i = l(U_i - \bar{U}) + m(V_i - \bar{V}) + n(W_i - \bar{W}). \quad (22)$$

We use a generalization of the mean square deviation as a measurement of the scatter components, Q_i . It is defined as

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Q_i^2. \quad (23)$$

From Eqs. (18), (22), and (23), we can deduce after some calculations that

$$\sigma^2 = \underline{x}^T B \underline{x}, \quad (24)$$

where $\underline{x}$ is the (3×1) directional cosines vector, B is (3×3) symmetric matrix μ_{ij} , and

$$\begin{aligned} \mu_{11} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i^2 - (\bar{U})^2; & \mu_{12} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i V_i - \bar{U}\bar{V}; \\ \mu_{13} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i W_i - \bar{U}\bar{W}; & \mu_{22} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i^2 - (\bar{V})^2; \\ \mu_{23} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N V_i W_i - \bar{V}\bar{W}; & \mu_{33} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N W_i^2 - (\bar{W})^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Here, μ_{ij} are the matrix elements. The necessary conditions for an extremum are now

$$(B - \lambda I)\underline{x} = 0. \quad (26)$$

These three homogenous equations with three unknowns have a nontrivial solution, if and only if,

$$D(\lambda) = |B - \lambda I| = 0, \quad (27)$$

where λ is the eigenvalue,

$$\underline{x} = \begin{bmatrix} l \\ m \\ n \end{bmatrix} \quad \text{and} \quad B = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{12} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{13} & \mu_{23} & \mu_{33} \end{bmatrix}.$$

Eq. (27) is characteristic equation for the matrix B . The required roots (i.e.,

eigenvalues) are

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= 2\rho^{1/3} \cos \frac{\phi}{3} - \frac{k_1}{3}; \\ \lambda_2 &= -\rho^{1/3} \left\{ \cos \frac{\phi}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\phi}{3} \right\} - \frac{k_1}{3}; \\ \lambda_3 &= -\rho^{1/3} \left\{ \cos \frac{\phi}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\phi}{3} \right\} - \frac{k_1}{3}.\end{aligned}\quad (28)$$

where

$$\begin{aligned}k_1 &= -(\mu_{11} + \mu_{22} + \mu_{33}), \\ k_2 &= \mu_{11}\mu_{22} + \mu_{11}\mu_{33} + \mu_{22}\mu_{33} - (\mu_{12}^2 + \mu_{13}^2 + \mu_{23}^2), \\ k_3 &= \mu_{12}^2\mu_{33} + \mu_{13}^2\mu_{22} + \mu_{23}^2\mu_{11} - \mu_{11}\mu_{22}\mu_{33} - 2\mu_{12}\mu_{13}\mu_{23},\end{aligned}\quad (29)$$

$$q = \frac{1}{3}k_2 - \frac{1}{9}k_1^2; \quad r = \frac{1}{6}(k_1k_2 - 3k_3) - \frac{1}{27}k_1^3. \quad (30)$$

$$\rho = \sqrt{-q^3}, \quad (31)$$

$$x = \rho^2 - r^2, \quad (32)$$

and

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{x}}{r} \right). \quad (33)$$

Using the matrix that controls the eigenvalue problem for the velocity ellipsoid (i.e., Eq. (26)), we established analytical expressions of some parameters for the correlations studies, in terms of the matrix elements, μ_{ij} (i.e., VEPs).

The σ_i ; $i = 1, 2, 3$ parameters. The velocity dispersions σ_i ; $i = 1, 2, 3$ are defined as

$$\sigma_i = \sqrt{\lambda_i}. \quad (34)$$

The l_i , m_i and n_i parameters. We let l_i , m_i , and n_i be the directional cosines for the eigenvalue problem. They are defined as

$$l_i = [\mu_{22}\mu_{33} - \sigma_i^2(\mu_{22} + \mu_{33} - \sigma_i^2) - \mu_{23}^2] / D_i; \quad i = 1, 2, 3, \quad (35)$$

$$m_i = [\mu_{23}\mu_{13} - \mu_{12}\mu_{33} + \sigma_i^2\mu_{12}] / D_i; \quad i = 1, 2, 3, \quad (36)$$

$$n_i = [\mu_{12}\mu_{23} - \mu_{13}\mu_{22} + \sigma_i^2\mu_{13}] / D_i; \quad i = 1, 2, 3, \quad (37)$$

where

$$\begin{aligned}D_i &= (\mu_{22}\mu_{33} - \mu_{23}^2)^2 + (\mu_{23}\mu_{13} - \mu_{12}\mu_{33})^2 + (\mu_{12}\mu_{23} - \mu_{13}\mu_{22})^2 + \\ &+ 2[(\mu_{22} + \mu_{33})(\mu_{23}^2 - \mu_{22}\mu_{33}) + \mu_{12}(\mu_{23}\mu_{13} - \mu_{12}\mu_{33}) + \mu_{13}(\mu_{12}\mu_{23} - \mu_{13}\mu_{22})] \sigma_i^2 + \\ &+ (\mu_{33}^2 + 4\mu_{22}\mu_{33} + \mu_{22}^2 - 2\mu_{23}^2 + \mu_{12}^2 + \mu_{13}^2) \sigma_i^4 - 2(\mu_{22} + \mu_{33}) \sigma_i^6 + \sigma_i^8.\end{aligned}$$

The solar motion $S_{\odot}$. The solar motion can be defined as the absolute value of the Sun's velocity (although it is not a vector) relative to the stars under consideration, i.e.

$$S_{\odot} = (\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + \bar{W}^2)^{1/2}, \text{ km/s.} \quad (38)$$

The galactic longitude (l_A) and galactic latitude (b_A) of the Solar apex are

$$l_A = \tan^{-1}(-\bar{V}/\bar{U}) \quad (39)$$

and

$$b_A = \sin^{-1}(-\bar{W}/S_{\odot}). \quad (40)$$

3. *Data.* We used two main categories of data:

- a) the position and proper motion, i.e PPMXL catalog [14], and
- b) data from the proper motion catalog provided by [3].

3.1. *PPMXL catalog.* The PPMXL catalog contains new determinations of mean positions and proper motions for the International Celestial Reference System ICRS, which we derived by combining all-sky catalog that presents positions, proper motions, magnitudes in various optical passbands, USNO-B1.0, and the Two Micron All-Sky Survey 2MASS astrometry. It aims to be complete for the brightest stars, down to $V \approx 20$. PPMXL contains approximately 910 million objects, with 410 million from the 2MASS catalog. It is currently the largest collection of ICRS proper motions. The mean errors of the proper motions vary from approximately 4 milliarcseconds per year (mas/yr) for $J < 10$ mag, to more than 10 mas/yr at $J > 16$ mag [15].

We extracted the PPMXL database of M67 open cluster, i.e. J, H, and K photometry, $R_a(\alpha)$, $Dec(\delta)$, radial distance from the center, and proper motions.

Every star in our data has 3 - color photometric values (J , H , and K mag) and proper motion (pm) values in right ascension (α) and declination (δ), i.e., ($pm\alpha\cos\delta$ and $pm\delta$) mas/yr. Following [14], stars with proper motion uncertainties that are greater than or equal to 4.0 mas/yr were removed. In this context, to produce net worksheet data for M67, we applied the photometric completeness limit to the photometric pass-band 2MASS data to avoid over-sampling in the lower parts of the cluster's color-magnitude diagrams CMDs [16]. We removed stars with observational uncertainties greater than or equal to 0.20 mag.

Fig.2 shows the pm vector point diagram VPD with a distribution histogram of 2 mas/yr bins for ($pm\alpha\cos\delta$) and ($pm\delta$). The Gaussian function fit to the central bins provides the mean pm in both directions. All data within the range of mean $\pm 1\sigma$ (where σ is the standard deviation of the mean) can be considered probable astrometric members.

According to these definitions of the membership criteria, approximately 209 objects can be considered as highly probable members.

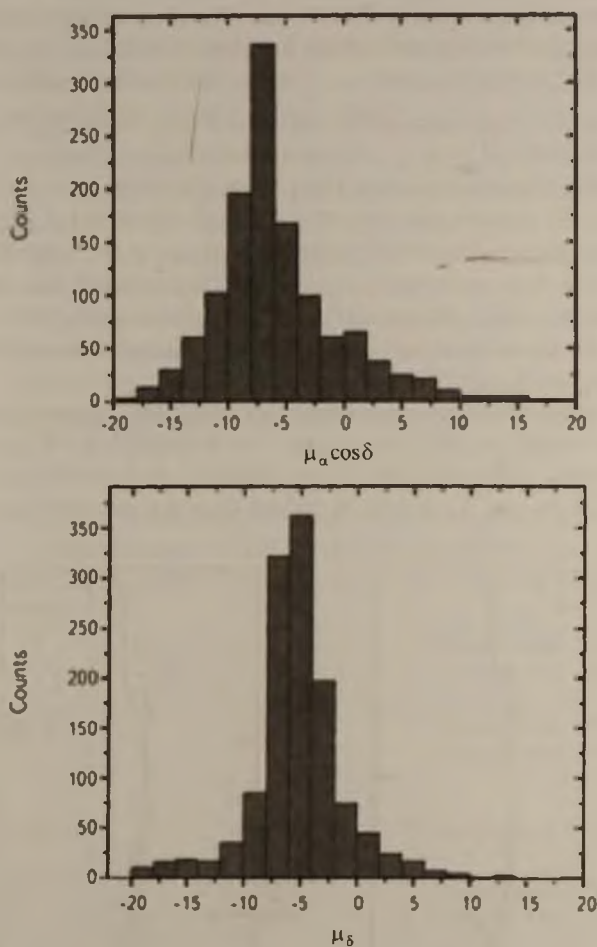


Fig. 2. Proper motion vector point diagram (VPD) with histograms of 2 mas/yr bins, for the right ascension and declination of the M67 open cluster. Data with proper motion greater than or equal to 4 have been removed. The Gaussian fit to the central bins provides the mean in both directions. The data within the range $\text{mean} \pm 1\sigma$ can be considered probable astrometric members.

3.2. Yadav catalog. The Yadav catalog [3] is one of the richest collections in terms of the number of stars, and contains astrometric, photometric, and radial velocities of stars in a 34×33 arcmin² field centered on the old open cluster of M67.

The data used to determine the proper motion and probability in the Yadav

catalog [3] were recorded using a Wide Field Imager WFI mounted on a MPG/ESO 2.2 m telescope located at La Silla, Chile.

From this catalog, we chose objects (approximately 39 stars) with the highest probable membership probabilities (i.e., 100%), which had coordinates $(\alpha, \delta)_{2000}$, proper motion $(\mu_\alpha \cos \delta, \mu_\delta)$, and radial velocity V_r (km/s).

4. *Results.* The main photometric parameters (age, reddening, and distance) were determined using a color magnitude diagram CMD, by fitting several theoretical Padova isochrones [16] to both CMDs (J and $J-H$, K_s and $J-K_s$) of the M67 open cluster. Several isochrones with different ages were applied to each cluster. The best fit should be obtained at the same distance modulus for both diagrams, and the color excesses should satisfy the relations of the normal interstellar medium [17]. The fit to the observed CMDs was good according to visual inspections, with isochrones of solar metallicity $Z=0.019$ and age (log) 9.50, as shown in Fig.3.

Reddening determination is one of the major steps when compiling clusters. We used the method in [18,19] to estimate the reddening of the clusters.

In this context, for excess color transformations, we used the coefficient ratios $A_z/A_v=0.276$ and $A_H/A_v=0.176$ derived from the absorption ratios in

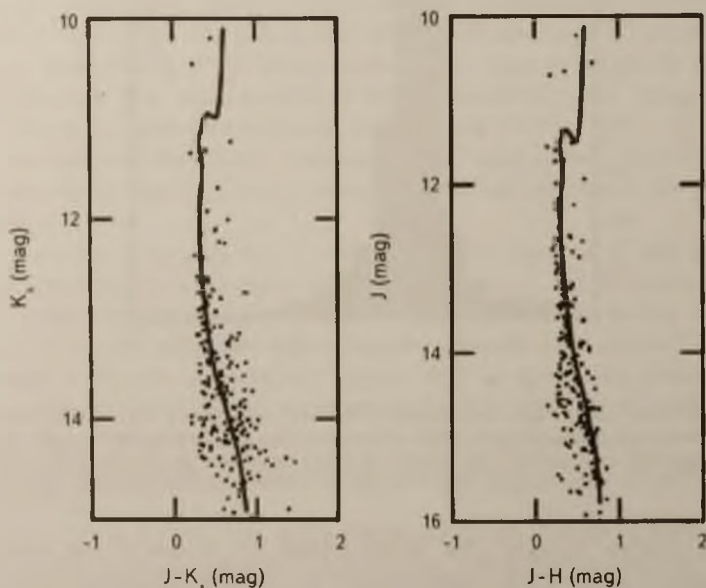


Fig.3 Padova solar like stars ($Z=0.019$) isochrones with age (log) 9.50 is drawn for (K_s and $J-K_s$, J and $J-H$) CMDs of M 67

[18], and the ratio $A_K/A_V = 0.118$ derived from [20]. Applying the calculations in [17] to the color excess of the 2MASS photometric system resulted in $E_{J-H}/E_{B-V} = 0.309 \pm 0.130$ and $E_{J-K_s}/E_{B-V} = 0.485 \pm 0.150$, where $R_V = A_V/E_{B-V} = 3.1$. We used these formulae for M67 to correct the reddening effects in the CMDs. Thus, ($A_K/E_{B-V} = 0.366$, $A_J/E_{B-V} = 0.856$), which we used to calculate the distance to the cluster.

5. Discussion and Conclusion.

We applied the convergent point and error controlled methods with the computational algorithm proposed in [9] to compute many astrometric parameters of M67. These parameters include the convergent coordinates (apex), velocity, and distance modulus, among others.

We expressed the galactic space velocity components in closed analytical forms, in terms of the equatorial coordinates. We used the analytical expressions of the vectors and matrices of the VEPs to represent the closed analytical forms. We applied a general computational algorithm to determine the basic parameters

Table 1

OUR ASTROMETRIC PARAMETERS OF M 67 AND ITS COMPARISON WITH OTHER PUBLISHED VALUES

Character	Values	Ref.
(A, D)	312.843 ± 0.00 , 11.701 ± 0.01 132.796 ± 0.45 , 11.8850 ± 0.05 132.97 ± 0.81 , 11.85 ± 0.90	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.) [21]
V (km/s)	33.26 35.39 33.67 ± 0.09 33 ± 1	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.) [3] [22]
Age (log)	9.50 9.60	Present work (PPMXL cat.) [23]
d (pc)	876 ± 164.9 968 ± 182.6 830 870 857 815 ± 40	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.) [24] [25] [26] [27]
(m - M)	9.762 9.93 9.70 ± 0.05 9.8 9.74 9.65 9.72 9.64	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.) [25] [26] [28] [29] [30] [31]

from the exact solutions of the equations and compute the basic elements of the velocity ellipsoid. We demonstrated that the algorithm produced accurate results by checking that $l_i^2 + m_i^2 + n_i^2 = 1$, $\forall i = 1, 2, 3$. Finally, we computed the absolute value of the Sun's velocity relative to the stars, considering the solar motion.

Note that our experiments have shown that non-member stars result in different values for the vertex coordinate (A , D), and consequently different values of the other derivable parameters. Despite this, the uncertainties are acceptable, because they are typically measured relative to the reliability of the data. This explains the differences between the values of (A , D) obtained in, e.g., [21]. Consequently, before detecting and controlling the parameter errors, we must ensure that the membership problem has been solved.

Table 1 presents the estimated astrometric parameters for the M67 open cluster based on the PPMXL and Yadav catalogs, compared with other publications. The parameters are comparable.

Table 2 presents the estimated kinematic parameters VEPs based on the galactic space velocity components.

Table 2

OUR KINEMATICAL (VEPs) PARAMETERS OF M 67

Character	Values	Ref.
($\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z}$)	-22.106 ± 0.09 , 23.917 ± 0.01 , 6.748 ± 0.13 -23.772 ± 6.30 , 25.401 ± 7.10 , 6.521 ± 6.76	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
($\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$)	-22.942 ± 0.09 , -16.521 ± 0.11 , 17.520 ± 0.11870 -24.037 ± 7.64 , -18.174 ± 6.642 , 18.568 ± 5.71	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
($\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$)	$33.18 \pm 3.62 \times 10^{-5}$, $0.125 \pm 5.12 \times 10^{-7}$, $0.129 \pm 8.83 \times 10^{-8}$ $35.587 \pm 5.48 \times 10^{-5}$, $5.638 \pm 1.57 \times 10^{-6}$, $7.359 \pm 3.35 \times 10^{-6}$	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
(l_1, l_2, l_3)	0.689 , 0.716 , -0.109 0.684 , 0.212 , -0.698	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
(m_1, m_2, m_3)	0.497 , -0.577 , -0.648 0.512 , 0.544 , 0.666	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
(n_1, n_2, n_3)	-0.527 , 0.393 , -0.754 -0.520 , 0.813 , -0.263	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
l_A (deg.)	$2^\circ.517$ $2^\circ.494$	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
b_A (deg.)	$-0^\circ.555$ $-0^\circ.552$	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)
$S_\odot$ (km/s)	33.26 35.395	Present work (PPMXL cat.) Present work (Yadav cat.)

Acknowledgments. We wish to thank the referee for constructive corrections and suggestions that have helped improve this paper.

Astronomy Department, National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG) 11421, Helwan, Cairo, Egypt,
e-mail: welsanhoury@gmail.com

РАССМОТРЕНИЕ НЕКОТОРЫХ АСТРОМЕТРИЧЕСКИХ И КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТКРЫТОГО СКОПЛЕНИЯ М 67

В.ЭЛСАНОРИ

Мы определили некоторые характеристики открытого скопления М 67, основанные на двух источниках данных, а именно PRHXL и YADAV каталоги. Мы также использовали наш алгоритм метода сходящихся точек для определения некоторых астрометрических параметров, таких как высота, скорость, расстояние скопления и т.д. Сравнение с данными авторов дает хорошее согласие. С другой стороны, некоторые кинематические особенности (основанные на пространственных скоростях компонентов) скопления, а также определение солнечного движения выполнены с помощью векторов и матриц анализа выражений.

Ключевые слова: *открытые скопления; метод сходящихся точек; эллипсоидальные скорости параметра*

REFERENCES

1. *W.L.Sanders*, Astron. Astrophys. Suppl., **27**, 89, 1977.
2. *T.M.Girard, W.M.Grundy, C.E.Lopez, W.F. van Altena*, Astron. J., **98**, 227, 1989.
3. *R.K.S.Yadav, L.R.Bedin, G.Piotto et al.*, Astron. Astrophys., **484**, 609, 2008.
4. *K.A.Montgomery, L.A.Marschall, K.A.Janes*, Astron. J., **106**, 181, 1993.
5. *E.L.Sandquist*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **347**, 101, 2004.
6. *R.D.Mathieu, D.W.Latham, R.F.Griffin, J.E.Gunn*, Astron. J., **92**, 1100, 1986.
7. *C.H.F.Melo, L.Pasquini, J.R. De Medeiros*, Astron. Astrophys., **375**, 851, 2001.
8. *L.Pasquini, A.Brucalassi, M.T.Ruiz et al.*, Astron. Astrophys., **545**, 139, 2012.
9. *M.A.Sharaf, A.A.Bassuny, B.A.Korany*, Astrophys. Lett. and Comm., **40**, 39, 2000.

10. *W.H.Elsanhoury*, J. of Phys. and Astron. Res., **1(3)**, 035, 2014.
11. *W.M.Smart*, Combination of Observ. Camb. Univ. pr., London, 1958.
12. *W.H.Elsanhoury*, *M.A.Sharaf*, *M.I.Nouh*, *A.S.Saad*, The open Astron. J., **6**, 1, 2013.
13. *C.A.Murray*, Astron. Astrophys., **218**, 325, 1989.
14. *S.Roeser*, *M.Demleitner*, *E.Schilbach*, Astron. J., **139**, 2440, 2010.
15. *P.Khalaj*, *H.Baumgardt*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **434**, 3236, 2013.
16. *Ch.Bonatto*, *E.Bica*, *L.Girardi*, Astron. Astrophys., **415**, 571, 2004.
17. *M.Fiorucciand*, *U.Munari*, Astron. Astrophys., **401**, 781, 2003.
18. *D.J.Schlegel*, *D.P.Finkbeiner*, *M.Davis*, Astrophys. J., **500**, 525, 1998.
19. *E.F.Schlafly*, *D.P.Finkbeiner*, Astrophys. J., **737**, 103, 2011.
20. *C.Dutra*, *B.Santiago*, *E.Bica*, Astron. Astrophys., **381**, 219, 2002.
21. *S.V.Vereshchagin*, *N.V.Chupina*, *D.P.Sariya*, *R.K.S.Yadav*, *B.Kumar*, New Astron., **31**, 43, 2014.
22. *A.Onehag*, *B.Gustafsson*, *A.Korn*, Astron. Astrophys., **562**, 102, 2014.
23. *A.Sarajedini*, Astron. J., **118**, 2321, 1999.
24. *C.W.Allen*, Astrophys. Quant. Athlone Press, London, 1973.
25. *A.Sarajedini*, *A.Dotter*, *A.Kirkpatrick*, Astron. J., **698**, 1872, 2009.
26. *K.Yakut*, *W.Zima*, *B.Kalomeni et al.*, Astron. Astrophys., **503**, 165, 2009.
27. *D.J.Majaess*, *D.G.Turner*, *D.J.Lane*, *T.Krajci*, Am. Assoc. Var. Star Obs., **39**, 219, 2011.
28. *A.Sarajedini*, *K.Brandt*, *A.J.Grocholski et al.*, Astron. J., **127**, 991, 2004.
29. *A.Sandage*, *L.M.Lubin*, *D.A.VandenBerg*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **115**, 1187, 2003.
30. *E.L.Sandquist*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **347**, 101, 2004.
31. *A.J.Grocholski*, *A.Sarajedini*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **345**, 1015, 2003.

ГЕНЕРАЦИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН, Д.БАГДАСАРЯН

Поступила 8 сентября 2015

Рассмотрена задача генерации магнитного поля и его распределения внутри вращающейся странной кварковой звезды с корой. Показано, что со временем в звезде устанавливается дифференциальное вращение между сверхтекучим и сверхпроводящим кварковым ядром и нормальной электронной плазмой, что приводит к генерации магнитного поля. Магнитное поле на поверхности странной звезды может достигать значений 10^{11} - 10^{13} Гс в зависимости от модели звезды. Предположено, что магнетары могут быть проявлениями странных звезд, ядра которых вращаются намного быстрее, чем наблюдаемая часть - кора звезды.

Ключевые слова: *магнитное поле; странные звезды*

1. *Введение.* Открытие новых классов компактных звезд с магнитными полями порядка 10^{14} - 10^{15} Гс - магнетаров - аномальных рентгеновских пульсаров (АХР), источников мягкого гамма-излучения (SGR) [1], а также тяжелых нейтронных звезд с массой порядка $2M_{\odot}$ [2,3], подтолкнули к новым исследованиям свойств вещества в области сверхъядерных плотностей, где возможно существование кварковой материи. Известно, что при сверхъядерных плотностях возможен фазовый переход из барионного вещества в кварковую плазму. В работах [4-6] показано, что энергетически более выгодно возникновение странной кварковой материи с наличием s -кварков (CFL-фаза). Странная кварковая материя может образовать самоудерживающиеся связанные состояния в виде "странных звезд" даже при отсутствии гравитации. Такое образование может являться также ядром обычной нейтронной звезды. CFL-фаза, при условии химического равновесия и нейтральности плазмы, состоит из равного количества " u ", " d " и " s " кварков. При приближении к поверхности кварковой звезды плотность " s " кварков уменьшается, что приводит к возникновению электронов для сохранения электронейтральности [7-9]. Так как электроны связаны с кварковым ядром лишь кулоновским взаимодействием, то они могут покинуть кварковую поверхность, образуя электронную плазму толщиной порядка 100 фм. Поэтому у поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность электрического поля достигает значения 10^{17} - 10^{18} В/см [10-12]. Электрическое

поле в приповерхностном заряженном слое направлено наружу, следовательно, оно может поддерживать кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов (Ае-фазу). Ае-фаза не может находиться в химическом равновесии со странной кварковой материей и связана с ней лишь гравитацией. Странная кварковая звезда может приобрести кору во время коллапса ядра Сверхновой [13,14] или за счет аккреции вещества [15,16]. Так как не имеющие электрический заряд свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей, то максимальная плотность коры ограничена плотностью образования нейтронных капель $\rho_{\text{drop}} \sim 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$.

В работе [9] предложен механизм генерации магнитного поля в нормальной (несверхпроводящей) кварковой звезде. Магнитное поле генерируется при дифференциальном вращении положительно заряженной кварковой материи и отрицательно заряженного электронного слоя. Это поле равносильно магнитному полю однородно намагниченного шара, которое однородно внутри шара и дипольное вне него. Приобретенный звездой магнитный момент оказывается пропорциональным разности угловых скоростей заряженных компонент и может достигать значений порядка 10^{11} Гс см^3 . В работе [17] исследовались генерация и распределение магнитного поля в кварковой звезде с учетом сверхтекучести и сверхпроводимости кварковой материи. В этом случае существует естественная причина возникновения дифференциального вращения. При замедлении электронной компоненты сверхтекучее кварковое ядро также замедляется из-за трения между ними. Однако в условиях кварковой звезды время релаксации, характеризующее связь между компонентами, может превышать время жизни звезды. В этом случае кварковая компонента может вращаться угловой скоростью Ω_e , мало отличающейся от ее значения во время перехода в сверхтекучее состояние, что приводит к постепенному увеличению величины $\Delta\Omega = \Omega_e - \Omega_q$ по мере замедления угловой скорости электронной компоненты Ω_q . Магнитное поле, пропорциональное величине $\Delta\Omega$, со временем также увеличивается и может превышать значение H_{c1} первого критического поля. В работе [17] исследован также вопрос распределения магнитного поля в голой кварковой звезде, состоящей из кваркового ядра и электронной плазмы. Показано, что в кварковом ядре возникает плотная решетка магнитных вихрей, через нормальные сердцевинки которых и проникает магнитное поле в сверхпроводящий кварковый конденсат. Цель данной работы - изучить распределение магнитного поля в более реальной странной кварковой звезде, имеющей кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов (Ае-фазу). В разделе 2 рассматривается распределение электрического поля в приповерхностном слое кваркового ядра, в разделе 3 обсуждается возможность дифференциального вращения

сверхтекучей и нормальной компонент кварковой звезды, в разделе 4 найдено распределение магнитного поля в кварковой звезде при наличии коры звезды, а в разделе 5 приводятся некоторые модели кварковых звезд и значения их магнитных моментов. Обсуждается возможность обнаружения кварковых звезд в виде магнетаров.

2. *Электрическое поле на поверхности странного кваркового ядра.* Как показано в работе [9], дифференциальное вращение положительно заряженного кваркового ядра и электронного слоя, связанного с корой, приводит к возникновению поверхностного тока:

$$i = \frac{\sigma}{2\pi} (\Omega_s - \Omega_c), \quad (1)$$

где

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} \quad (2)$$

есть поверхностная плотность зарядов, а E - радиальное электрическое поле на поверхности кваркового ядра. Положительные заряды на поверхности кваркового ядра распределены в слое порядка 1 фм, что есть характерная длина сильного взаимодействия. Однако, следуя работе [10], рассмотрим простую модель, согласно которой заряд кваркового ядра примем равномерно распределенным по всему объему (модель Томаса-Ферми). Тогда объемная плотность зарядов в кварковом ядре равна

$$\rho_{core} = \frac{e}{3} (2n_u - n_d - n_s) - en_e, \quad (3)$$

где n_u , n_d , n_s и n_e - соответственно, плотности числа u , d , s кварков и электронов. Плотность электронов находится из уравнения

$$n_e = \frac{p_e^3}{3\pi^2 \hbar^3}, \quad (4)$$

где p_e - импульс электронов и в свою очередь, определяется из условия механического равновесия в ультрарелятивистском случае:

$$\mu_\infty = p_e c - e\phi = \text{const}. \quad (5)$$

Так как вдали от звезды $\phi \rightarrow 0$ и $n_e \rightarrow 0$, то $\mu_\infty = 0$, следовательно,

$$p_e = \frac{e}{c} \phi. \quad (6)$$

Рассмотрим плоскую геометрию кварковой звезды, в которой кварковое ядро занимает полупространство $z \leq 0$, электронный слой - область $0 < z \leq z_e$, а кора звезды - область $z_e < z \leq R$, где R - радиус звезды. Для определения электрического поля на поверхности кваркового ядра сначала необходимо решить уравнение Пуассона для потенциала ϕ , которое в вышеуказанных областях имеет вид:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} = \begin{cases} -4\pi\rho_{core} = \frac{4\alpha^2}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} (\varphi^3 - \varphi_q^3), & z \leq 0 \\ -4\pi\rho_{el} = \frac{4\alpha^2}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} \varphi^3, & 0 < z \leq z_e \\ -4\pi\rho_{crust} = \frac{4\alpha^2}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} (\varphi^3 - \varphi_{cr}^3), & z_e < z \leq R, \end{cases} \quad (7)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ - постоянная тонкой структуры, ρ_{core} , ρ_{el} , ρ_{crust} - объемные плотности зарядов в кварковом ядре, электронном слое и коре звезды, а φ_q и φ_{cr} определяются через плотности кварков n_u , n_d , n_s в ядре и ионов n_i в коре, соответственно, следующим образом:

$$\varphi_q^3 = \pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 (2n_u - n_d - n_s) \approx 3\pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 n_s. \quad (8)$$

$$\varphi_{cr}^3 = 3\pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 (Zen_i) \approx 3\pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 n_i. \quad (9)$$

При получении уравнения (7) нами использованы выражения (3)-(6). Заметим, что $e\varphi_q$ и $e\varphi_{cr}$ представляют собой, соответственно, ферми-импульс электронов в кварковом ядре на основании коры. Следовательно, граничные условия уравнения (7) будут:

$$\begin{aligned} \varphi(z \rightarrow -\infty) &= \varphi_q, \quad \varphi(z \rightarrow +\infty) = \varphi_{cr}, \quad \varphi|_{z=0} = \varphi|_{z=z_e=0}, \\ \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=-0} &= \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=+0}, \quad \varphi|_{z=z_e-0} = \varphi|_{z=z_e+0}, \quad \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=z_e-0} = \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=z_e+0}. \end{aligned} \quad (10)$$

Для оценки значений $e\varphi_q$ и $e\varphi_{cr}$ необходимо знать плотности электронов в странном кварковом ядре и в коре звезды. Расчеты уравнения состояния странной кварковой материи [18] показывают, что плотность электронов составляет примерно 10^{-5} - 10^{-4} часть плотности барионов. Тогда, как и в работе [10], можем принять $e\varphi_q \approx 20$ МэВ. Плотность электронов в коре странной звезды можно получить из условия динамического равновесия плазмы коры по отношению к прямым и обратным β -переходам [19]. Тогда для потенциала в коре получится значение $e\varphi_{cr} \approx 10$ МэВ. На рис.1 представлен результат численного интегрирования уравнения (7) с граничным условием (10). Согласно графику, ширина электронного слоя между кварковым ядром и корой звезды порядка $z_e \approx 300$ фм. Из-за быстрого изменения потенциала в узком электронном слое в нем образуется электрическое поле порядка 10^{17} - 10^{18} В/см, зависимость которого от расстояния кваркового ядра представлена на рис.2. Имея значение электрического поля на поверхности кваркового ядра, можно вычислить поверхностную плотность зарядов и поверхностную плотность тока по

формулам (1) и (2) при заданной разнице угловых скоростей сверхтекучего ядра и нормальной коры $\Omega_c - \Omega_n$. Если бы кварковое вещество было в нормальном состоянии, то при заданном поверхностном токе $i = \text{const}$ магнитное поле было бы однородным в кварковом ядре и дипольным вне ядра [9,20]. Однако кварковое ядро находится в сверхтекучем и сверхпроводящем состоянии, которое приводит к изменению распределения магнитного поля и возникновению дифференциального вращения в странной кварковой звезде.

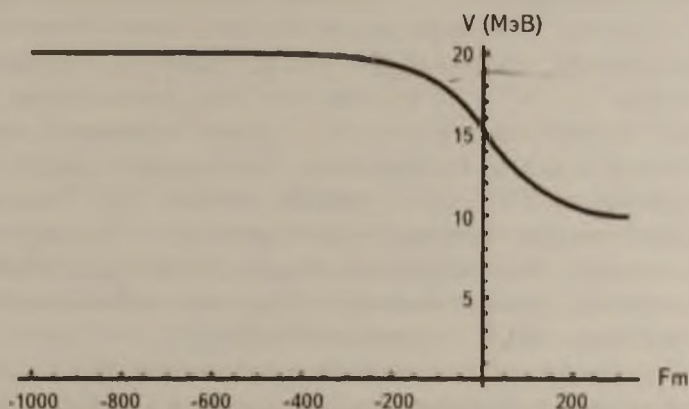


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии электронов $V(z) = e\phi$ от расстояния до поверхности кваркового ядра.

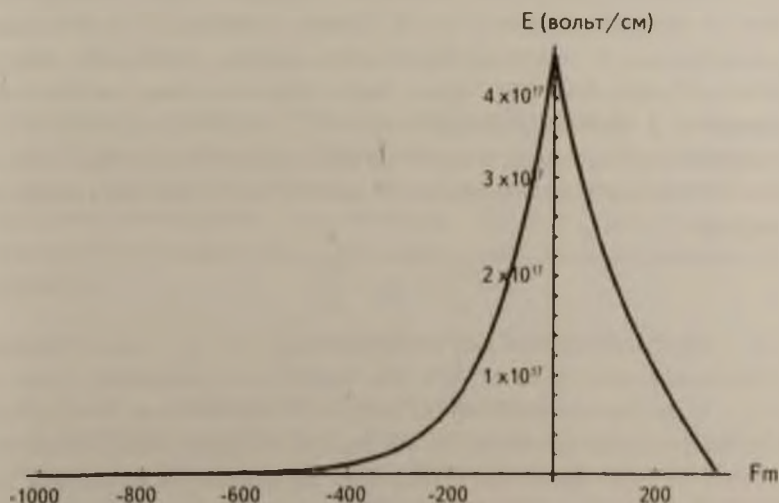


Рис. 2. Зависимость электрического поля $E(z)$ от расстояния до поверхности кваркового ядра.

3. *Дифференциальное вращение двухкомпонентной кварковой звезды.* Вещество в кварковой фазе при температуре ниже критической температуры $T_c \approx 50$ МэВ переходит в сверхтекучее и сверхпроводящее состояние [21]. При плотностях порядка $2\rho_0$ (где ρ_0 - плотность ядерного насыщения) кварковое вещество находится в "2SC"-фазе [22], где только "u" и "d" кварки двух цветов спариваются. В этом случае необходимо наличие электронной плазмы во всем кварковом веществе для обеспечения зарядовой нейтральности. При плотностях $\rho \gg \rho_0$ формируется "CFL"-фаза кваркового вещества [23], состоящая из одинакового количества "u", "d" и "s" кварков, а электроны полностью отсутствуют. Сверхтекучее и сверхпроводящее состояние "CFL"-фазы состоит из спаривающихся безмассовых "u", "d" и "s" кварков всех трех цветов. Только вблизи границы кваркового ядра, где плотность "s" кварков уменьшается, появляется электронная плазма. Исследование однородной сверхтекучей и сверхпроводящей "CFL"-фазы проведено в работе [24]. Показано, что "CFL" конденсат обладает как сверхтекучим, так и сверхпроводящим свойствами. Это обусловлено нарушением как локальных симметрий - цветовой $SU(3)_C$ и электромагнитной $U(1)_{EM}$, так и глобальных симметрий - ароматической $SU(3)_F$ и барионной $U(1)_B$.

В рассматриваемых фазах кварковой материи естественно появление сингулярных решений: сверхтекучих вихревых нитей и магнитных вихревых нитей. В работе [24] рассматривались сверхтекучие кварковые вихревые нити, обусловленные нарушением глобальной $U(1)_B$ симметрии. В работах [25,26] изучались абелевские магнитные вихревые нити, обладающие квантовым потоком магнитного поля. Однако в работе [27] на основании топологического и теоретико-группового анализа свободной энергии Гинзбурга-Ландау для "CFL"-фазы были найдены новые неабелевские сверхтекучие и сверхпроводящие вихри M_1 , обладающие одновременно квантованным механическим моментом и квантованным магнитным потоком, плотность которых пропорциональна угловой скорости вращения кварковой материи Ω_z :

$$n = \frac{2\Omega_z}{\kappa_1}, \quad \kappa_1 = \frac{\pi\hbar}{m_B},$$

где κ_1 - квант циркуляции сверхтекучих вихрей M_1 , m_B - масса бариона. Из этого выражения следует, что при замедлении кваркового ядра, т.е. при $\Omega_z < 0$, плотность сверхтекучих вихрей M_1 уменьшается. Это означает, что эти вихри движутся наружу, но так как они обладают также магнитным моментом, то будет происходить рассеяние электронов на магнитном поле вихря M_1 . Таким образом, движения сверхтекучей и нормальной компонент кварковой звезды взаимосвязаны и можно сказать, что движение сверхтекучих вихрей M_1 сопровождается трением со стороны нормальной

компоненты звезды. Так как аналогичная ситуация возникает при вращении нейтронной звезды, то и уравнения динамики вращения нейтронной звезды, рассмотренные в работе [28], можно применять для исследования двухкомпонентной кварковой звезды. Эти уравнения [28] имеют следующий вид:

$$\Delta\dot{\Omega} + \dot{\Omega}_n = -\frac{\Delta\Omega}{\tau_0}, \quad (11)$$

$$I_s \frac{\Delta\Omega}{\tau_0} = K_{int}, \quad (12)$$

$$I_s \Delta\dot{\Omega} + I_n \dot{\Omega}_n = K_{ext}, \quad (13)$$

где

$$\tau_0 = \frac{1}{2k\Omega_s}, \quad k = \frac{\chi\rho_s/\eta}{1 + (\chi\rho_s/\eta)^2}, \quad I = I_s + I_n, \quad \Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_n. \quad (14)$$

Здесь I_s , Ω_n и I_n , Ω_s - моменты инерции и угловые скорости нормальной и сверхтекучей компонент, K_{int} - внутренний момент сил взаимодействия между нормальной и сверхтекучей компонентами, K_{ext} - внешний тормозящий момент сил, действующий на звезду, ρ_s - плотность сверхтекучего вещества, а η - коэффициент трения вихря с нормальной компонентой. Из уравнений (11)-(13) можно получить уравнение, определяющее $\Delta\Omega$:

$$\Delta\dot{\Omega} + \frac{\Delta\Omega}{\tau_0} = -\gamma, \quad (15)$$

где

$$\tau_0' = \tau_0 \frac{I_n}{I}, \quad \gamma = \frac{K_{ext}}{I_n}. \quad (16)$$

Предположим, в момент перехода кварковой материи в сверхтекучее состояние звезда вращалась однородно, т.е. $\Delta\Omega = 0$. Под воздействием внешнего тормозящего момента сил, нормальная компонента звезды непрерывно замедляется, следовательно $\Delta\Omega$ и K_{int} увеличиваются до стационарного значения $\Delta\Omega_{st}$. Последнее определяется из условия $\Delta\Omega = 0$ и равняется

$$\frac{\Delta\Omega_{st}}{\Omega_n} = \frac{I_n}{I} \frac{\gamma\tau_0}{\Omega_n} = \frac{\tau_0}{\tau}, \quad (17)$$

где $\tau = I\Omega_n/\gamma I_n$ - есть возраст кварковой звезды.

Как следует из выражения (1), поверхностный ток i двухкомпонентной вращающейся кварковой звезды, генерирующий магнитное поле, пропорционален $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_n$. Чтобы генерировать большие магнитные поля, согласно (17), необходимо условие $\Delta\Omega \gg \Omega_n$ или $\tau_0 \gg \tau$. Это условие удовлетворяется определенным выбором параметра k . Например

значение $\tau_0 = 10^2 \tau = 10^8$ лет ($\tau = 10^6$ лет - возраст типичных нейтронных звезд) можно получить, если взять $k = 10^{-18}$. Из (14) легко видеть, что такое значение k реализуется как при больших значениях $\eta \sim 10^{30}$ г/см с, так и при малых значениях $\eta \sim 10^{-6}$ г/см с. В случае странной кварковой звезды электронная плазма находится в приповерхностном тонком слое, следовательно, их взаимодействие с кварковыми вихрями приведет к малым значениям коэффициента трения η и к большим значениям $\Delta\Omega$. Таким образом, в странной кварковой звезде существуют все предпосылки наличия дифференциального вращения и поверхностных токов, что приводит к генерации магнитного поля кварковой звезды.

4. Распределение магнитного поля в кварковой звезде.

Рассмотрим кварковую звезду радиуса R , имеющим сферическое ядро радиуса a , состоящее из цветного сверхпроводящего кваркового вещества. Ядро окружено нормальной компонентой - состоящее из электронного слоя и коры с общей толщиной $R - a$. Дифференциальное вращение сверхтекучего кваркового ядра и нормальной компоненты приводит к генерации магнитного поля. В CFL-фазе кваркового вещества из-за вращения цветовой заряд кварков генерирует также глюомагнитное поле. Оказывается, что электромагнитное и глюомагнитное поля связаны между собой из-за сложной структуры одного из глюонов, что приводит к так называемому "вращательному электромагнетизму". Магнитное и глюомагнитное поля можно описывать вектор-потенциалами $\vec{A}(r, \vartheta)$ и $\vec{A}_g(r, \vartheta)$, которые определяются из уравнений Гинзбурга-Ландау [24-27, 29]:

$$\lambda_g^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A} + \sin^2 \alpha \vec{A} = \vec{f} \sin \alpha + \sin \alpha \cos \alpha \vec{A}_g, \quad (18)$$

$$\lambda_g^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A}_g + \cos^2 \alpha \vec{A}_g = -\vec{f} \cos \alpha + \sin \alpha \cos \alpha \vec{A}, \quad (19)$$

где глубина проникновения λ_g и угол "смещения" магнитного и глюомагнитного поля определены в работе [17, 29]. Из уравнений (18), (19) можно получить, что в CFL-фазе возникают неабелевские вихри M_i , обладающие магнитным потоком $\Phi_M = 2\Phi_0$, где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e = 2 \cdot 10^{-7}$ Гс см² - квант магнитного поля обычного сверхпроводника. Так как кварковое вещество в CFL-фазе есть сверхпроводник второго рода, то магнитное и глюомагнитное поля могут проникать в кварковое ядро посредством этих квантовых вихрей. Для нахождения среднего магнитного поля в кварковом ядре необходимо решить систему уравнений (18) и (19) для $\vec{A}(r, \vartheta)$ и $\vec{A}_g(r, \vartheta)$. Соответствующие решения имеют вид [17]

$$A_\vartheta(r, \vartheta) = \left(M_\vartheta(r) + \operatorname{ctg}^2 \alpha M_\varphi(r) \frac{r}{a} + \frac{c_0 r}{\sin \alpha} \right) \sin \vartheta = A_\vartheta(r) \sin \vartheta, \quad (20)$$

$$A_\varphi(r, \vartheta) = - \left(M_\varphi(r) - \frac{r}{a} M_\varphi(a) \right) \operatorname{ctg} \alpha \sin \vartheta = A_\varphi(r) \sin \vartheta, \quad (21)$$

где $M_\varphi(r)$ определяется следующим выражением:

$$M_\varphi(r) = \frac{c_1}{r^2} \left[\operatorname{sh} \frac{r}{\lambda_q} - \frac{r}{\lambda_q} \operatorname{ch} \frac{r}{\lambda_q} \right] \quad (22)$$

В выражениях (20) и (22) c_0 и c_1 - константы интегрирования. Заметим, что выражение (21) для A_λ удовлетворяет условию конфайнмента глюонов, т.е. исчезновения глюомагнитного поля на границе кваркового ядра: $A_\lambda(a, \theta) = 0$, а $M_\varphi(r)$ удовлетворяет условию $\lim_{r \rightarrow 0} M_\varphi(r) = 0$.

Компоненты магнитного поля в кварковом ядре $\vec{B}^q$ связаны с φ -компонентой вектора-потенциала $\vec{A}(r, \vartheta)$ известными формулами

$$B_r^q = \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta A_\varphi(r, \vartheta)), \quad B_\vartheta^q = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi(r, \vartheta)). \quad (23)$$

Подставляя первое из решений (22) в определение (23), окончательно получим компоненты магнитного поля в кварковой фазе, т.е. при $r \leq a$:

$$B_r^q = \left[\frac{2 M_\varphi(r)}{r} + 2 \operatorname{ctg}^2 \alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2 c_0}{\sin \alpha} \right] \cos \vartheta, \quad (24)$$

$$B_\vartheta^q = - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r M_\varphi(r)) + 2 \operatorname{ctg}^2 \alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2 c_0}{\sin \alpha} \right] \sin \vartheta.$$

Теперь рассмотрим нормальный электронный слой в области $a < r < a + z_e$. В нем вектор-потенциал $\vec{A}''$ определяется из уравнения $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{A}'' = 0$, решение которого имеет вид

$$A_\varphi''(r, \theta) = c_2 r \sin \theta = A_\varphi''(r) \sin \theta \quad (25)$$

Здесь c_2 - постоянная интегрирования. Магнитное поле в электронном слое $a < r < a + z_e$ найдено в работе [17, 29] и имеет вид:

$$B_r^e = \left[\frac{2 A_\varphi''(r)}{r} + B \right] \cos \vartheta, \quad B_\vartheta^e = - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\varphi''(r)) + B \right] \sin \vartheta, \quad (26)$$

где B - будет характеризовать среднее значение магнитного поля в этом слое. В коре кварковой звезды, т.е. в области $a + z_e < r < R$ магнитное поле дипольное и имеет вид:

$$B_r^e = \frac{2M}{r^3} \cos \vartheta, \quad B_\vartheta^e = -\frac{M}{r^3} \sin \vartheta, \quad (27)$$

где M - полный магнитный момент вращающегося кваркового ядра.

Константы, входящие в решение (24), (26), (27), определяются из условия непрерывности компонент магнитного поля на поверхности кваркового ядра $r = a$: $B_r^q(a) = B_r^e(a)$ и $B_\vartheta^q(a) = B_\vartheta^e(a)$. Эти условия можно написать так:

$$\frac{2M_\varphi(a)}{a} + 2\operatorname{ctg}^2\alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} = \frac{2A_\varphi''(a)}{a} + B, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rM_\varphi(r)) \Big|_{r=a} + 2\operatorname{ctg}^2\alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\varphi''(r)) \Big|_{r=a} + B. \quad (28)$$

Из этих уравнений можно найти значения c_1 и c_2 [17]:

$$c_1 = 0, \quad c_2 = -\frac{D}{a^3 \sin^2\alpha}, \quad D = \frac{Ba^3}{2} \sin^2\alpha - c_0 a^3 \sin\alpha. \quad (29)$$

Воспользуемся также условием непрерывности нормальной компоненты магнитного поля при переходе от электронного слоя в кору звезды:

$$B_r^e = B_r^c \Rightarrow \frac{2A_\varphi''(r)}{r} + B = \frac{2M}{r^3},$$

или

$$2c_2 + B = \frac{2M}{a^3} = b - \frac{2D}{a^3 \sin^2\alpha}. \quad (30)$$

Итак, магнитное поле в кварковом ядре $r \leq a$, при учете (29) и (30) имеет вид:

$$B_r^q = \frac{2c_0}{\sin\alpha} \cos\vartheta = \frac{2M}{a^3} \cos\vartheta, \quad B_\vartheta^q = -\frac{2c_0}{\sin\alpha} \sin\vartheta = -\frac{2M}{a^3} \sin\vartheta. \quad (31)$$

Поле в нормальном электронном слое $a \leq r \leq a+z_e$ имеет вид:

$$B_r^n = (2c_2 + B) \cos\vartheta = B_r^q, \quad B_\vartheta^n = -(2c_2 + B) \sin\vartheta = B_\vartheta^q. \quad (32)$$

И, наконец, поле вне ядра определяется формулами (27), и как следует из этих формул, значения внешнего магнитного поля на полюсе и на экваторе звезды равны:

$$B_r^{\text{ext}} = \frac{2M}{R^3} = B^q \left(\frac{a}{R} \right)^3, \quad B_\vartheta^{\text{ext}} = \frac{M}{R^3} = \frac{B^q}{2} \left(\frac{a}{R} \right)^3. \quad (33)$$

Таким образом, среднее магнитное поле кваркового ядра и магнитное поле на поверхности звезды полностью определяются заданием полного магнитного момента M ядра, который равняется $B^q a^3/2$. Отметим, что найденное для B^q выражение через магнитный момент $B^q = 2M/a^3$ вытекает также из требования $B^q V_q + B^n V_n = \frac{8\pi}{3} M$, так как $B^q = B^n$ и $V_q + V_n = V \approx \frac{4\pi}{3} a^3$.

5. Модели странных кварковых звезд и их магнитные моменты.

Странная кварковая материя, состоящая из примерно равного количества u , d , s кварков с небольшой добавкой электронов, является основным состоянием холодного вещества, связанного сильным взаимодействием.

Странную кварковую материю можно описать тремя феноменологическими параметрами - постоянной B уравнения состояния MIT, постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s . При определенных значениях этих параметров возможно существование самоудерживающихся странных звезд. Основные свойства звездных конфигураций, состоящих из странного кваркового ядра и коры, изучались в работах [8,30]. Поскольку в работе [8] имеется более подробная информация об интегральных параметрах странных звезд, то мы в основном будем использовать результаты этой работы. В табл.1 представлены интегральные параметры статических странных звезд с корой с различными центральными плотностями при значении $B = 60 \text{ МэВ/фм}^3$ [8]. Как видно из табл.1, при малых массах звезд толщина коры достигает порядка 35% полного радиуса звезды, а при больших массах звезды - порядка 5%. Отметим, что учет вращения приводит как к увеличению массы конфигурации, так и

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД.

M - МАССА ЗВЕЗДЫ, $M_\odot$ - МАССА СОЛНЦА, R - РАДИУС ЗВЕЗДЫ, ΔR_{cr} - ТОЛЩИНА КОРЫ ЗВЕЗДЫ

$M / M_\odot$	R , км	ΔR_{cr} , км
0.1	6	1.8
0.5	8	0.8
1	9.2	0.5

увеличению радиуса звезды. Однако для большинства известных пульсаров угловые скорости вращения малы по сравнению с кеплеровской угловой скоростью для данной конфигурации. Поэтому в дальнейшем будем использовать интегральные параметры статических конфигураций. Эти данные важны для оценки величины магнитного поля на поверхности странной кварковой звезды.

Перейдем к расчету полного магнитного момента M странного кваркового ядра. Сначала заметим, что магнитный момент направлен по оси вращения звезды, следовательно отлична от нуля только z -компонента вектора M , которую мы уже обозначили через M . Величину M можно определить из граничного условия тангенциальной компоненты магнитного поля на поверхности ядра. Действительно, это условие имеет вид:

$$B_3^r(a) - B_3^a(a) = \frac{4\pi}{c} i', \quad (34)$$

где i' - выражается через плотность поверхностного тока i , заданной формулой (1), следующим образом:

$$i' = i 2\pi a \sin \vartheta = \sigma (\Omega_s - \Omega_n) a \sin \vartheta. \quad (35)$$

Подставляя ϑ -компоненты магнитных полей и выражение (35) для i' в условие (34), получим формулу, определяющую M :

$$M = \frac{4\pi\sigma}{3c} a^4 (\Omega_s - \Omega_n). \quad (36)$$

Здесь $4\pi\sigma = E$ - есть электрическое поле, образованное в двойном заряженном слое на поверхности звезды. Учитывая это, формула (36) примет вид:

$$M = \frac{E a^4}{3c} \Delta\Omega. \quad (37)$$

В конце оценим величину магнитного момента кварковой звезды M . Введем следующие величины, измеренные в системе единиц CGSE:

$$E = 3 \cdot 10^{15} E_{18}, \quad \Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_n = 10^2 \Delta\Omega_{100}, \quad a^4 = 10^{24} a_6^4,$$

где E_{18} - напряженность электрического поля на поверхности кваркового ядра в единицах 10^{18} В/см. Тогда вместо (37) получим:

$$M = 10^{31} (E_{18} \Delta\Omega_{100} a_6^4) \text{ Гс см}^3. \quad (38)$$

Если для модели кварковой звезды из табл.1 с массой $M/M_\odot = 1$ взять $\Delta\Omega_{100} = 1$, $a_6 = 0.87$ и $E_{18} = 1$, то получим $M = 0.7 \cdot 10^{31} \text{ Гс см}^3$, что порядка магнитного момента пульсаров. Максимальный магнитный момент можно получить, если предположить, что $\Delta\Omega_{100} = 10$, $E_{18} = 10$ и $a_6 = 1$. Тогда магнитный момент равняется $M = 10^{33} \text{ Гс см}^3$. Следовательно, ожидаемое магнитное поле на поверхности звезды $B^{\text{ext}} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ Гс}$, что порядка предполагаемого поля магнетаров.

Кроме магнетаров - объектов с сверхсильными магнитными полями, наблюдались также объекты с малыми значениями магнитного поля порядка 10^{10} - 10^{11} Гс , так называемые центральные компактные объекты (ЦКО) [31]. Такие значения магнитного поля также можно объяснить в рамках модели кварковой звезды. Из табл.1 следует, что значением магнитного поля порядка 10^{11} Гс может обладать кварковая звезда с массой порядка $M/M_\odot = 0.5$ и электрическим полем $E_{18} = 0.1$.

Отметим еще одно обстоятельство в пользу кварковой модели магнетаров. Если наблюдаемые магнитные поля на их поверхности достигают 10^{15} Гс , то внутри оно может на порядок превысить значение на поверхности. В работе [32] рассматривалась возможность разрушения сверхпроводимости протонов во внутренних областях нейтронных звезд, где магнитное поле превышает значение второго критического поля для протонного сверхпроводника. Вычисления показали, что в большей части области адронного вещества, особенно в более плотных конфигурациях, протоны переходят в нормальное состояние, что привело бы к разрушению

протонной вихревой структуры. Однако в модели кварковой звезды магнетаров вихревые структуры сохраняются, так как значение второго критического поля для кварковой материи гораздо выше, чем рассмотренное в работе [32]. Как было показано в работе [33], движение вихревых решеток приводит к наблюдению скачков угловой скорости вращения компактных звезд. Обнаружение скачков угловой скорости магнетаров говорило бы в пользу рассмотренной нами модели магнетаров. До сих пор было одно наблюдение такого скачка у объекта AXP 1RXS J170849.0-400910 [34].

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: dsedrak@ysu.am

mhayrapetyan@ysu.am

GENERATION AND DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD IN SUPERCONDUCTING STRANGE STARS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN, D.S.BAGHDASARYAN

The problem of generation of magnetic field and its distribution in the rotating strange quark stars with a crust is considered. It is shown that over the time a differential rotation between the superfluid and superconducting quark core and normal electron plasma is established, which leads to the generation of magnetic field. Magnetic field on the surface of a strange star can reach values of 10^{11} - 10^{15} G depending on the model of a star. It is suggested that magnetars can be a manifestation of the strange stars, the core of which rotates more much fast, than the observable crust.

Key words: *magnetic field: strange stars*

ЛИТЕРАТУРА

1. R.Duncan, C.Thompson, *Astrophys. J.*, **392**, L9-L13, 1992.
2. P.B.Demorest, T.Pennucci, S.M.Ransom, M.S.E.Roberts, J.W.T.Hessels, *Nature*, **467**, 1081, 2010
3. J.Antoniadis, P.C.C.Freire, N.Wex et al., *Science*, **340**, 448, 2013.
4. A.R.Bodmer, *Phys. Rev. D*, **4**, 160, 1971.
5. E.Witten, *Phys. Rev. D*, **30**, 272, 1984.

6. *R.L.Jaffe, E.Farhi*, Phys. Rev. D, **30**, 2379, 1984.
7. *F.Weber*, Progres in Partical and Nuclear Physics, **54**, 193, 2005.
8. *N.K.Glendenning, F.Weber*, Astrophys. J., **400**, 647, 1992.
9. *R.P.Negreiros, I.N.Mishutin, S.Schramm, F.Weber*, Phys. Rev. D, **82**, 103010, 2010.
10. *C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto*, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
11. *Ch.Kettner, F.Weber, M.K.Weigel, N.K.Glendenning*, Phys. Rev. D, **51**, 1440, 1995.
12. *V.Usov*, Phys. Rev. D, **70**, 067301, 2004.
13. *Z.G.Dai, X.Wu, T.Lu*, Astrophys. Space Sci., **232**, 131, 1995.
14. *G.Pagliara, M.Herzog, F.K.Roepke*, Phys. Rev. D, **87**, 103007, 2013.
15. *N.A.Gentile, M.B.Aufderheide, G.J.Mathews, F.D.Swesty, G.M.Fuller*, Astrophys. J., **414**, 701, 1993.
16. *I.Sagert, T.Fischer, M.Hempel et al.*, Phys. Rev. Lett., **102**(8), 081101, 2009.
17. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян*, Астрофизика, **58**, 235, 2015, (Astrophysics, **58**, 216, 2015).
18. *Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян*, Астрофизика, **57**, 601, 2014, (Astrophysics, **57**, 559, 2014).
19. *Г.С.Саакян*, Физика нейтронных звезд, Ереван, 1998.
20. *Дж.Джексон*, Классическая электродинамика, М., Мир, 1965, с.702.
21. *C.W.Carter, P.Diakonov*, Phys. Rev. D, **60**, 016004, 1999.
22. *M.Alford*, Ann. Rev. Nuclear and Particle Science, **51**, 131, 2001.
23. *M.Alford, A.Schmitt, K.Rajagopal, T.Schafer*, Rev. Mod. Phys., **80**, 1455, 2008.
24. *D.M.Sedrakian, D.Blaschke*, Astrophysics, **45**, 166, 2002.
25. *K.Iida, G.Baym*, Phys. Rev. D, **66**, 014015, 2002.
26. *K.Iida*, Phys. Rev. D, **71**, 054011, 2005.
27. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, Phys. Rev., **D73**, 074009, 2006.
28. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян*, Астрофизика, **46**, 249, 2003, (Astrophysics, **46**, 217, 2003).
29. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян*, Астрофизика, **50**, 87, 2007, (Astrophysics, **50**, 65, 2007).
30. *Ю.Л.Вартанян, К.А.Григорян, Т.Р.Саркисян*, Астрофизика, **47**, 223, 2004, (Astrophysics, **47**, 189, 2004).
31. *J.P.Halpern, E.V.Gottself*, Astrophys. J., **709**, 436, 2010.
32. *M.Sinha, A.Sedrakian*, Physics of Particles and Nuclei, **46**, 826, 2015.
33. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, Astrophys. J., **447**, 305, 1995.
34. *V.M.Kaspi, J.R.Lackey, D.Chakrabarty*, Astrophys. J., **537**, L31, 2000.

ЭВОЛЮЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ВО ВНЕСОЛНЕЧНЫХ ПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМАХ

П.А. ТАРАКАНОВ, А.С. АРТАМОНОВ

Поступила 18 июня 2015

Принята к печати 16 сентября 2015

Исследуется распределение момента в системах "звезда-планета" с учетом эффектов звездной эволюции. Проведено численное моделирование 15 систем, для которых имеются данные о вращении звезд. Подтверждено, что учет изменения структуры звезды является существенным для эволюции распределения момента. Сделан вывод об уменьшении дисперсии значений отношения орбитального момента и момента вращения звезды в результате эволюции.

Ключевые слова: *планеты; внесолнечные планеты; момент импульса*

1. *Введение.* Одной из характерных особенностей Солнечной системы является то, что основная часть момента импульса системы связана с орбитальным движением планет. Эта классическая задача космогонии Солнечной системы решалась различными методами (см., например, обзорную монографию [1]): как с помощью моделей переноса момента в протопланетном диске, так и путем моделирования динамического взаимодействия планет со звездой. В настоящее время, в результате открытия в последние годы большого числа внесолнечных планетных систем, общая задача о динамической эволюции системы "звезда-планета" (в частности, о переносе момента импульса) достаточно активно исследуется (см., например, [2]), однако детальный анализ процесса эволюции распределения момента для конкретных известных планетных систем, кроме Солнечной, практически не проводился. При этом рассматриваемые модели, как правило, учитывают только динамические эффекты, не привлекая данные об эволюции звезды.

В данной работе рассматривается динамическая эволюция системы "звезда-планета", но при этом также учитывается изменение внутренней структуры звезды, обусловленное ее эволюцией. Существующие чисто динамические модели приливной эволюции (см., например, работы [3,4]) показывают, что характерные времена изменения периода вращения звезд даже в системах с массивными "горячими юпитерами" (например, детально рассмотренных в работе [4] CoRoT-27 и KEPLER-75, где спутниками

звезд околосолнечных масс являются планеты с массами около 10 масс Юпитера) составляют $\sim 10^9$ - 10^{10} лет, и на таких временных масштабах изменение внутренней структуры звезды и связанное с ним изменение ее момента импульса должно быть достаточно заметным фактором.

В работе рассматриваются системы, состоящие из звезды и одной планеты, вращающейся вокруг нее. Нами был составлен список планетных систем, для которых имеются данные о вращении звезд (см. приложение А), для чего использовался, главным образом, каталог скоростей вращения звезд [5], а также некоторые другие источники ([6,7]). В качестве источника данных о планетах использовался каталог [8].

Среди различных зависимостей, которые могут быть построены с использованием полученного списка, интерес представляет зависимость между отношением орбитального момента импульса планеты L_{orb} и момента вращения звезды S_* , и радиусом звезды, представленная на рис.1. Отметим, что хотя данные о скоростях вращения звезд и значительная часть данных о массах планет получены с точностью до синуса углов наклона экватора звезды или плоскости орбиты планеты соответственно к лучу зрения, на отношение моментов L_{orb}/S_* это обстоятельство влияет слабо. В самом деле, в рамках существующих моделей образования планетных систем эти два угла близки и, так как орбитальный момент линейно зависит от массы планеты, а момент вращения звезды также прямо пропорционален скорости

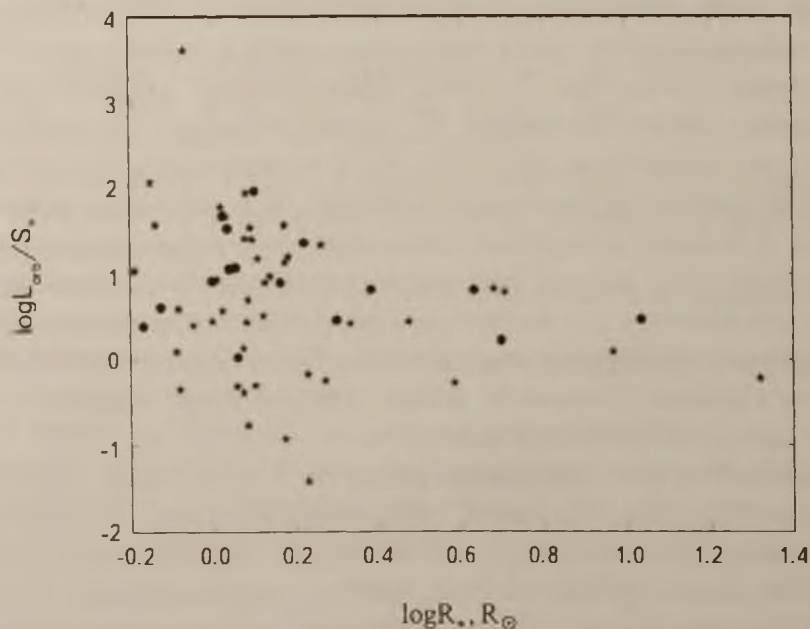


Рис.1. Зависимость между отношением орбитального момента импульса планеты и момента импульса, связанного с вращением звезды, и радиуса звезды по данным наблюдений (кружками выделены системы, для которых в дальнейшем проводилось моделирование динамической эволюции).

вращения звезды, учет углов наклона приведет к изменению обоих моментов примерно в одинаковое число раз.

Сразу же можно заметить, что для звезд со сравнительно большими радиусами (в имеющейся выборке это нормальные гиганты класса светимости III) отношение орбитального момента и момента вращения звезды находится в более узком диапазоне, чем для звезд Главной последовательности, причем отношение $L_{orb}/S_* \approx 1$. По-видимому, этот эффект является результатом эволюции систем со временем и, как следствие, должен появляться и в результатах моделирования соответствующих систем.

Основными учитываемыми механизмами обмена моментами являются приливное взаимодействие между планетой и звездой, а также изменение внутренней структуры звезды, связанное с ее эволюцией. Потерей массы звездой за счет звездного ветра мы пренебрежем (поскольку хорошие модели эволюции звезд с учетом потери массы фактически отсутствуют). Также не будет учитываться потеря момента, связанная с взаимодействием звездного ветра с магнитным полем звезды (магнитным торможением). Вращение звезды будем считать твердотельным: с одной стороны, существующие данные для Солнца позволяют считать это приближение достаточно хорошим (см., например, [9]), с другой - учет возможной нетвердотельности вращения представляет собой отдельную весьма сложную задачу.

При наличии модели динамической эволюции системы "звезда-планета" и модели эволюции звезды возможно проследить эволюцию параметров системы назад по времени. Таким образом можно оценить значения динамических параметров системы и, в частности, распределение момента импульса, на стадиях эволюции, непосредственно следующих за образованием системы, оценив тем самым вклад изменения структуры звезды в процесс перераспределения момента импульса в планетной системе.

2. *Моделирование эволюции звезды.* Для вычисления момента S_* , связанного с вращением звезды, необходимы период вращения (или угловая скорость Ω_*) и момент инерции I_* звезды, поскольку

$$S_* = I_* \Omega_* . \quad (1)$$

Угловые скорости вращения звезд для исследуемых систем известны. Представим момент инерции звезды в общем случае как

$$I_* = k_* M_* R_*^2 , \quad (2)$$

где M_* - масса звезды, R_* - ее радиус. Существенно, что коэффициент k_* заметно меняется со временем вследствие эволюции звезды. Для получения значения k_* в некоторый момент времени требуется провести моделирование физической эволюции звезды, причем в качестве входных параметров моделирования могут быть использованы известные данные о

массе, радиусе, эффективной температуре и скорости вращения. Для некоторых звезд также имеются определения возраста. Для моделирования был использован пакет программ MESA [10,11].

Пакет позволяет построить детальную модель эволюции звезды. Помимо возможности получения интегральных характеристик, также имеется возможность получения распределений основных моделируемых величин (плотности, температуры и т.д.) вдоль радиуса звезды. Для данной работы существенна возможность определения положения конвективных зон в звездах, а также их характеристик, что позволяет существенно уточнить модель приливного взаимодействия объектов. Пакет также предоставляет развитый интерфейс приложений, позволяющий дополнять моделирование расчетом параметров, не предусмотренных создателями пакета. Используя эту возможность, мы добавили в пакет вычисление коэффициента k , момента инерции звезды.

К сожалению, хотя с помощью MESA можно строить эволюционные треки звезды с момента ее образования до некоторого момента, вводя те или иные ограничения на величину шага, но невозможно взять звезду некоторого возраста с заданными параметрами и провести моделирование эволюции вперед или назад во времени. Это усложняет задачу, поскольку нам известны параметры звезд, соответствующие их современному возрасту.

Изменением масс большинства звезд с возрастом, пока звезда не достигнет стадии горения гелия, можно пренебречь. Для оценки начального химического состава $X:Y:Z$ при построении модели звезды необходимо рассматривать сетку моделей с различными значениями Y_0, Z_0 (X_0 однозначно задается выбором Y_0 и Z_0). Нами рассматривались модели с химическим составом, близким к солнечному, для которых

$$(Y_0, Z_0) = (0,24 + k Z_0, Z_0), \quad (3)$$

где величины k и Z_0 изменялись в пределах $k=0, \dots, 4$, $Z_0=0.01, \dots, 0.04$. Таким образом, для каждой из звезд было построено по 20 моделей. Затем для каждой из моделей проводилось моделирование эволюции, после чего в качестве наиболее подходящей выбиралась модель, для которой в момент времени t средний квадрат относительной ошибки E для основных параметров является наименьшим:

$$E = \sqrt{\frac{\left(\frac{t-t_m}{t}\right)^2 + \left(\frac{T_{eff}-T_{eff,m}}{T_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{R_*-R_m}{R_*}\right)^2}{3}}, \quad (4)$$

где t, T_{eff}, R_* - известные нам возраст, эффективная температура и радиус звезды, а $t_m, T_{eff,m}, R_m$ - те же величины, полученные в результате моделирования. Заметим, что из-за переменного шага моделирования не для всех моделей удалось добиться точного согласования возраста с

имеющимися определениями (да и исходные данные о возрастах содержат ошибки), поэтому относительная погрешность определения возраста также была включена в критерий выбора модели. Заметим, что получившиеся в результате модели в среднем характеризуются повышенным содержанием тяжелых элементов, что согласуется с известным утверждением о том, что у звезд с планетами содержание тяжелых элементов в среднем выше, чем у звезд, у которых планет нет [12].

3. *Моделирование обмена моментом импульса.* При моделировании эволюции системы требуется описать изменение со временем углового ускорения вращения звезды Ω_* и скорости изменения момента инерции звезды I_* . Для вычисления скорости изменения момента инерции, как уже указывалось выше, были внесены дополнения в пакет моделирования звездной эволюции MESA, а для расчета углового ускорения необходимо записать уравнения, которые будут учитывать приливное взаимодействие и изменение структуры звезды. Учет физической эволюции звезды и связанных с ней изменений момента инерции и угловой скорости могут быть произведены только численно.

Для планеты существенными характеристиками являются скорость изменения большой полуоси орбиты планеты a и скорость изменения эксцентриситета орбиты e , поскольку орбитальный момент определяется величинами большой полуоси и эксцентриситета орбиты планеты.

Рассмотрим предельный случай, когда масса планеты пренебрежимо мала. Тогда суммарный момент импульса системы окажется равным моменту звезды S_* , причем он будет сохраняться со временем, $\dot{S}_* = 0$. Изменение скорости вращения со временем можно записать, исходя из (1):

$$(\dot{\Omega}_*)_{\text{total}} = -\Omega_* \frac{\dot{I}_*}{I_*} \quad (5)$$

Выражение для орбитального момента планеты широко известно и может быть получено с использованием интеграла энергии в задаче двух тел (см., например, [13]):

$$L_{\text{orb}} = M_* M_p \sqrt{\frac{Ga(1-e^2)}{M_* + M_p}}, \quad (6)$$

где a - большая полуось системы, e - эксцентриситет, M_p - масса планеты, G - гравитационная постоянная.

Приливное взаимодействие планеты и звезды, вокруг которой она обращается, влияет на большую полуось орбиты планеты a , угловую скорость вращения звезды Ω_* и угол наклона Θ_* между осью вращения звезды и планеты. Мы пренебрежем приливными эффектами на планете, поскольку не имеем никакой информации о скорости ее вращения. С другой стороны, вклад момента, связанного с вращением планеты, в

общий момент системы ничтожно мал. Действительно, пусть $L_{\text{спин}}$ - момент, связанный с вращением планеты вокруг оси. Поскольку скорость осевого вращения планеты, очевидно, ограничена сверху круговой скоростью на поверхности, можно получить оценку сверху для $L_{\text{спин}}$.

Сделаем неправдоподобное предположение, завышающее оценку: пусть вся масса планеты сосредоточена на ее поверхности. Тогда

$$\Omega_{pl}^2 R_{pl} = \frac{GM_{pl}}{R_{pl}^2} \quad (7)$$

и

$$L_{\text{спин}} = \frac{2}{3} \Omega_{pl} M_{pl} R_{pl}^2 = \frac{2}{3} \sqrt{GM_{pl}^3 R_{pl}} \quad (8)$$

Тогда отношение этих моментов для круговой орбиты

$$\frac{L_{\text{спин}}}{L_{\text{орб}}} = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{M_{pl}(M_* + M_{pl})}}{M_*} \sqrt{\frac{R_{pl}}{a}}$$

или

$$\frac{L_{\text{спин}}}{L_{\text{орб}}} = \sqrt{\frac{M_{pl}}{M_*}} \sqrt{1 + \frac{M_{pl}}{M_*}} \sqrt{\frac{R_{pl}}{a}} \ll 1 \quad (9)$$

Отношение оказывается малым, поскольку и отношение масс, и отношение радиуса планеты к большой полуоси орбиты малы, тем самым вращением планеты заведомо можно пренебречь.

Эволюция приливного взаимодействия рассматривалась в стандартном приближении слабого взаимодействия в работах [14,15], а также в работе [16]. На основе этих работ запишем систему дифференциальных уравнений, описывающих приливную эволюцию:

$$(\dot{a})_{\text{wf}} = -\frac{a}{\tau_{\text{wf}}} \left(1 - \frac{\Omega_*}{\Omega_{\text{orb}}} \cos \Theta_* \right), \quad (10)$$

$$(\dot{\Omega}_*)_{\text{wf}} = \frac{\Omega_*}{\tau_{\text{wf}}} \left(\frac{L_{\text{орб}}}{2S_*} \right) \left[\cos \Theta_* - \left(\frac{\Omega_*}{2\Omega_{\text{orb}}} \right) (1 + \cos^2 \Theta_*) \right], \quad (11)$$

$$(\dot{\Theta}_*)_{\text{wf}} = -\frac{\sin \Theta_*}{\tau_{\text{wf}}} \left(\frac{L_{\text{орб}}}{2S_*} \right) \left[1 - \left(\frac{\Omega_*}{2\Omega_{\text{orb}}} \right) \left(\cos \Theta_* - \frac{S_*}{L_{\text{орб}}} \right) \right], \quad (12)$$

где τ_{wf} - характерное эволюционное время соответствующей орбиты, которое задается выражением

$$\frac{1}{\tau_{\text{wf}}} = 6 F_{\text{tid}} \left(\frac{k}{T} \right) q_* (1 + q_*) \left(\frac{R_*}{a} \right)^8 \quad (13)$$

Коэффициент q_* - отношение масс планеты и звезды,

$$q_* = \frac{M_{pl}}{M_*}.$$

k - постоянная апсидального движения, T - временная шкала приливного рассеяния.

Уравнения (10)-(12) верны для круговой орбиты. В предположении, что источником приливного рассеяния для звезд с конвективной оболочкой является турбулентная вязкость, а для звезд с лучистой - радиационное затухание, согласно моделям [17] и [18] мы можем определить значения коэффициентов k/T и F_{tid} для конкретной системы.

Для лучистой оболочки $F_{tid} = 1$ и

$$\left(\frac{k}{T}\right)_{RD} = 1.9782 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{M_* R_*^2}{a^3}} (1 + q_*)^{5/6} E_2 \text{ лет}^{-1}, \quad (14)$$

где $E_2 = 1.592 \cdot 10^{-9} \cdot M_*^{2.84}$, здесь и далее масса и радиус звезды выражены в солнечных единицах.

Для конвективной оболочки $F_{tid} = 50$ и

$$\left(\frac{k}{T}\right)_{CD} = \frac{2}{21} \frac{f_{*,conv}}{\tau_{*,conv}} \frac{M_{*,env}}{M_*} \text{ лет}^{-1}, \quad (15)$$

где $M_{*,env}$ - масса конвективной зоны (также в единицах массы Солнца). Характерное время обращения конвективной ячейки $\tau_{*,conv}$ задается выражением

$$\tau_{*,conv} = 0.431 \left[\frac{M_{*,env} R_{*,env} \left(R_* - \frac{R_{*,env}}{2} \right)}{3 L_*} \right]^{1/3} \text{ лет}, \quad (16)$$

где L_* - болометрическая светимость звезды. Коэффициент $f_{*,conv}$ характеризует уменьшение эффективности конвективного затухания, когда период действия приливных сил меньше времени обращения самых крупных конвективных ячеек [19]:

$$f_{*,conv} = \min \left[1, \frac{P_{*,tid}}{2 \tau_{*,conv}} \right], \quad (17)$$

где $P_{*,tid}$ - синодический период для орбитального периода планеты P_{pl} и периода вращения звезды $P_{*,spin}$, который имеет вид

$$P_{*,tid} = \frac{1}{\left| \frac{1}{P_{pl}} - \frac{1}{P_{*,spin}} \right|}. \quad (18)$$

В работе [20] приводится обобщение уравнений (10)-(12) на случай эллиптической орбиты с ненулевым эксцентриситетом:

$$(\dot{a})_{wf} = -\frac{1}{\tau_{wf}} \frac{a}{(1-e^2)^{5/2}} \times \left[f_1(e^2) - (1-e^2)^{3/2} f_2(e^2) \cos \Theta_* \cdot \frac{\Omega_*}{\Omega_{orb}} \right], \quad (19)$$

$$(\dot{e})_{wf} = -\frac{9}{2} \frac{1}{\tau_{wf}} \frac{e}{(1-e^2)^{3/2}} \times \left[f_3(e^2) - \frac{11}{18} (1-e^2)^{3/2} f_4(e^2) \cos \Theta_* \cdot \frac{\Omega_*}{\Omega_{orb}} \right], \quad (20)$$

$$(\dot{\Omega}_*)_{wf} = \frac{1}{\tau_{wf}} \frac{\Omega_{orb}}{(1-e^2)^6} \frac{L_{orb}}{2S_*} \left[f_2(e^2) \cos \Theta_* - \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \Theta_*) (1-e^2)^{3/2} f_5(e^2) \frac{\Omega_*}{\Omega_{orb}} \right], \quad (21)$$

$$(\dot{\Theta}_*)_{wf} = -\frac{1}{\tau_{wf}} \frac{\sin \Theta_*}{(1-e^2)^6} \frac{L_{orb}}{2S_*} \left[f_2(e^2) - \frac{1}{2} \left(\cos \Theta_* - \frac{L_{orb}}{S_*} \right) (1-e^2)^{3/2} f_5(e^2) \frac{\Omega_*}{\Omega_{orb}} \right], \quad (22)$$

где коэффициенты $f_i(e^2)$ $\{i=1, 2, 3, 4, 5\}$ задаются следующими уравнениями

$$\begin{cases} f_1(e^2) = 1 + \frac{31}{2}e^2 + \frac{255}{8}e^4 + \frac{185}{16}e^6 + \frac{25}{64}e^8 \\ f_2(e^2) = 1 + \frac{15}{2}e^2 + \frac{45}{8}e^4 + \frac{5}{16}e^6 \\ f_3(e^2) = 1 + \frac{15}{4}e^2 + \frac{15}{8}e^4 + \frac{5}{64}e^6 \\ f_4(e^2) = 1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4 \\ f_5(e^2) = 1 + 3e^2 + \frac{3}{8}e^4 \end{cases} \quad (23)$$

В той же работе [20] было получено, что угол наклона оси вращения звезды Θ_* к оси вращения планеты для "горячих юпитеров" при начальных значениях от 0 до $\pi/2$ за время порядка τ_{10} успевает эволюционировать до нуля:

$$\frac{1}{\tau_{10}} = \frac{3k_{10}}{4Q_{10}} \left(\frac{M_{pl}}{M_*} \right) \left(\frac{R_*}{a} \right)^3 \frac{L_{orb}}{S} \Omega_{orb}, \quad (24)$$

где k_{10} и Q_{10} - приливное число Лава и множитель для компоненты разложения приливного потенциала по сферическим гармоникам $(m, m') = (1, 0)$, соответственно. Так как у нас, как правило, нет информации о значении угла Θ_* для системы в настоящее время, то можно принять этот параметр равным нулю, поскольку в рамках существующих моделей образования планетных систем угол Θ_* , как правило, оказывается малым, и то же самое верно для большинства планетных систем, для которых имеются соответствующие наблюдательные данные (см., например, [21]). Более того, поскольку мы хотим оценить, насколько сильно приливное воздействие может повлиять на эксцентриситет орбиты планеты, большую

полуось орбиты и скорость вращения звезды, то следует выбрать такое значение Θ_* , при котором это влияние максимально, а это как раз $\Theta_* = 0$, поскольку при этом проекция приливной силы будет максимальной.

4. *Численное моделирование.* Таким образом, уравнения, описывающие эволюцию системы "звезда-планета", имеют вид

$$\begin{cases} \dot{a} = (\dot{a})_{wf} \\ \dot{e} = (\dot{e})_{wf} \\ \dot{\Omega}_* = (\dot{\Omega}_*)_{wf} + (\dot{\Omega}_*)_{grav} \end{cases} \quad (25)$$

где $(\dot{a})_{wf}$, $(\dot{e})_{wf}$, $(\dot{\Omega}_*)_{wf}$ определяются выражениями (19)-(21), а для вычисления $(\dot{\Omega}_*)_{grav}$ используется представление (5). Данная система решалась численно, при этом использовался неявный метод Адамса 12-го порядка.

Из возможного семейства решений системы (25) необходимо выбрать то, которое проходит через состояние, в котором может оказаться интересующая нас пара "звезда-планета". Нам известно только одно такое состояние, соответствующее современным значениям большой полуоси орбиты a , эксцентриситета e и угловой скорости вращения звезды Ω_* , а также возраст звезды t . Из отобранных ранее планетных систем, для которых известны скорости вращения звезд, рассматриваются только те системы, для которых найдена всего одна планета. Этот выбор связан с тем, что приливная модель, которая используется для вычисления эволюции динамических характеристик, позволяет учесть наличие только одной планеты. Конечно, обнаружение единственной планеты не означает, что других планет, обращающихся вокруг звезды, не существует, но наблюдательная селекция, характерная для основных методов обнаружения экзопланет, приводит к тому, что, как правило, в системе обнаруживают самую массивную планету, которая гравитационно влияет на звезду заметнее остальных. В результате такого отбора осталось 25 пар "звезда-планета", параметры которых, использованные при численном решении системы уравнений (25), приведены в табл.1.

Однако провести численные расчеты эволюции удалось не для всех отобранных планетных систем. Как уже упоминалось выше, для скорости изменения момента инерции звезды $\dot{I}_*$ аналитического представления не существует, значения этой величины вычислялись приближенно с использованием линейной интерполяции результатов моделирования строения и физической эволюции звезды:

$$\dot{I}_* \approx \frac{I(t_{k+1}) - I(t_k)}{t_{k+1} - t_k}, \quad (26)$$

где I_k - значения момента инерции звезды в последовательные моменты

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ИСХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Имя	t , млрд лет	a , а.е.	e	Ω , 10^6 с^{-1}
HD 114762	11.80	0.35	0.34	3.48
HD 102117	6.19	0.15	0.11	2.27
HD 104985	2.09	0.78	0.03	0.36
HD 114729	4.53	2.08	0.32	1.97
HD 117207	6.63	3.78	0.16	2.64
HD 130322	0.34	0.09	0.04	3.47
HD 141937	2.47	1.52	0.41	5.43
HD 145377	1.25	0.45	0.31	6.31
HD 147513	0.61	1.32	0.26	4.75
HD 154857	5.60	1.20	0.47	1.19
HD 162020	0.69	0.07	0.28	2.03
HD 167042	2.20	1.30	0.03	0.34
HD 175541	1.90	1.03	0.33	1.61
HD 179949	2.04	0.04	0.02	8.47
HD 192263	0.55	0.15	0.01	3.84
HD 192310	7.80	1.18	0.32	2.12
HD 195019	5.32	0.14	0.01	2.09
HD 208487	3.87	0.51	0.21	5.01
HD 209458	3.91	0.05	0.00	6.28
HD 212771	6.00	1.22	0.11	1.58
HD 216435	5.26	2.56	0.07	4.32
HD 216437	12.88	2.32	0.29	5.23
HD 217786	7.57	2.38	0.40	3.40
HD 219828	5.77	0.05	0.00	3.39
HD 222155	8.19	5.10	0.16	1.72

времени t_k . Пакет MESA использует адаптивный шаг по времени, однако его можно ограничивать сверху и снизу. Тем не менее, поскольку вычисление момента инерции звезды разработчиками пакета MESA запланировано не было, процедура выбора шага не обеспечивает корректного вычисления изменения момента инерции при его быстром изменении, и для отдельных моделей на первых нескольких шагах численное значение I_* получается настолько большим, что Ω_* становится на следующей итерации отрицательной из-за большой производной $(\dot{\Omega}_*)_{eval}$ (5), вследствие чего дальнейшее интегрирование теряет смысл.

В результате осталось 15 систем, для которых удалось промоделировать эволюцию назад по времени вплоть до возраста $5 \cdot 10^5$ лет. Дальнейшее моделирование излишне, поскольку на таких временных масштабах становится существенной разница моментов времени формирования звезды и планеты рядом с ней, а приливное воздействие на столь малом промежутке времени незначительно по сравнению с ним же на более поздних временах существования системы. В качестве теста корректности моделирования

использовалось вычисление суммарного момента импульса системы (который должен сохраняться), причем оказалось, что относительное изменение суммарного момента не превышает 10^{-4} .

5. Результаты. Количественные характеристики изменений различных параметров систем в ходе эволюции представлены в табл.2.

Приведем также графики, характеризующие изменения параметров a , e , Ω_* , L_{orb} и S со временем для двух систем: одной, у которой изменения большой полуоси орбиты оказались довольно большими (рис.2), и другой, для которой эти изменения, наоборот, незначительны (рис.3).

Из рис.2 и 3 можно видеть, что характер изменений параметров в системах схож, но различается количественно. Следует отметить, что изменение Ω_* нельзя полностью связать с внутренними процессами в звезде.

В противном случае зависимость от времени величины, обратной

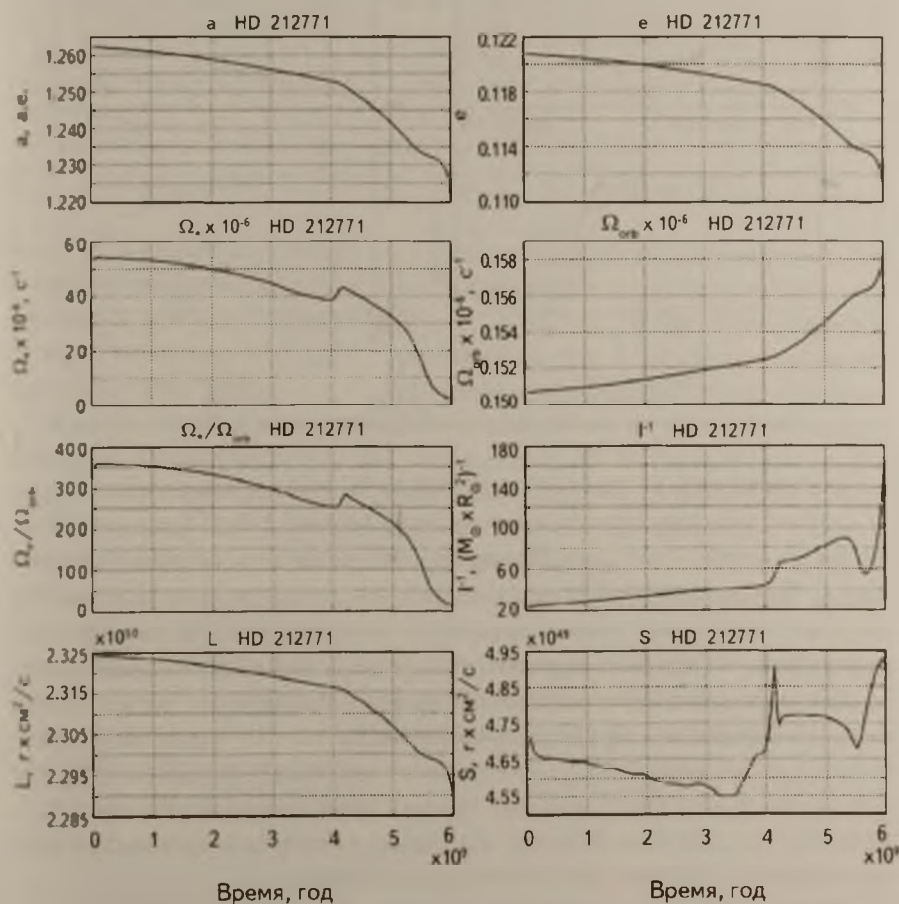


Рис.2. Эволюция динамических характеристик системы HD 212771.

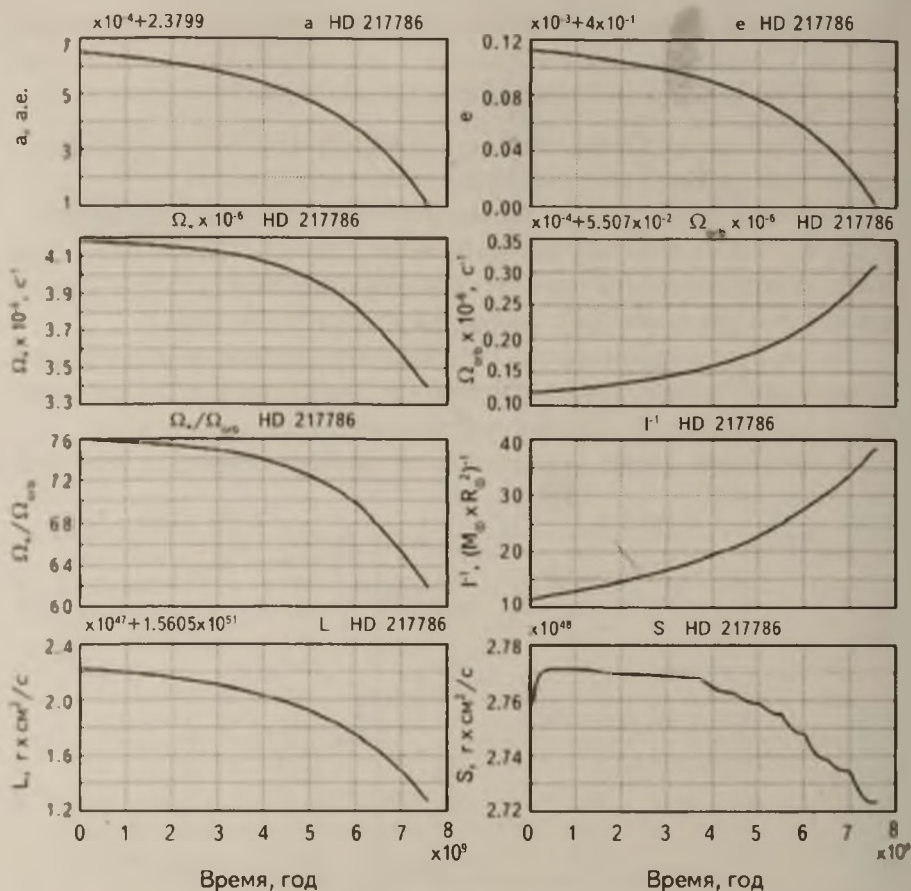


Рис.3. Эволюция динамических характеристик системы HD 217786.

моменту инерции звезды ($1/I$), выглядела бы так же, как и зависимость Ω_* , поскольку при отсутствии влияния планеты $I \Omega_* = S_* = \text{const}$. В то же время аналогичное моделирование, при котором в системе (25) член $(\Omega_*)_{\text{rot}}$ был нулевым (что соответствует исключению из модели эффектов звездной эволюции), также привело к количественно отличающимся результатам, т.е. оба рассматривавшихся фактора являются существенными.

Для всех систем характерно снижение в среднем Ω_* со временем: системы стремятся к приливной синхронизации - Ω_* будет снижаться, пока не станет равной Ω_{orb} . Следует отметить смену характера функций для системы HD 21771 в некоторый момент времени. Это связано с началом горения гелия в звезде и резкими перестроениями внутри нее, что отражается на всех динамических параметрах.

Была исследована эволюция отношения моментов, связанных с обращением планеты и вращением звезды. Средний возраст звезд, для

Таблица 2

ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМ "ЗВЕЗДА-ПЛАНЕТА" В ПРОЦЕССЕ ЭВОЛЮЦИИ. ВЕЛИЧИНЫ С ИНДЕКСОМ "0" ОТНОСЯТСЯ К ВОЗРАСТАМ ЗВЕЗД, РАЗНЫМ $5 \cdot 10^5$ лет, БЕЗ ИНДЕКСА - К СОВРЕМЕННЫМ ВОЗРАСТАМ

Имя	a_0 , а.е.	a , а.е.	e_0	e	$(\Omega_*)_0$, 10^6 с $^{-1}$	Ω_* , 10^6 с $^{-1}$
HD 114729	2.08	2.08	0.32	0.32	2.11	1.97
HD 117207	3.78	3.78	0.16	0.16	2.71	2.64
HD 141937	1.52	1.52	0.41	0.41	5.54	5.43
HD 145377	0.67	0.45	0.51	0.37	10.31	6.31
HD 147513	1.32	1.32	0.26	0.26	4.55	4.75
HD 154857	1.26	1.20	0.49	0.47	3.66	1.19
HD 167042	1.32	1.30	0.03	0.03	0.97	0.34
HD 192263	0.15	0.15	0.01	0.01	4.28	3.84
HD 192310	1.18	1.18	0.32	0.32	2.19	2.12
HD 208487	0.52	0.51	0.22	0.21	5.39	5.01
HD 212771	1.26	1.22	0.12	0.11	52.67	1.58
HD 216435	2.56	2.56	0.07	0.07	5.64	4.32
HD 216437	2.32	2.32	0.29	0.29	6.20	5.23
HD 217786	2.38	2.38	0.40	0.40	4.19	3.40
HD 222155	5.10	5.10	0.16	0.16	2.65	1.72

которых выполнялось моделирование, составляет 4.5 ± 2.5 млрд лет, и в современную эпоху логарифм отношения орбитального момента планеты и момента вращения звезды $\log(L_{orb}/S_*) = 0.8 \pm 0.5$. В процессе эволюции разброс величины $\log(L_{orb}/S_*)$ уменьшался, что в целом подтверждает высказанное во *Введении* предположение о перераспределении момента.

К сожалению, сравнительно небольшой объем имеющихся данных, а также обсуждавшиеся выше ограничения пакета MESA сделали практически каждую моделируемую систему уникальной: среди 15 исследованных систем нет близких друг другу одновременно по большинству параметров. Поэтому интерес для дальнейших исследований представляет популяционный синтез наборов планетных систем, близких к реально существующим, позволяющий выявить наиболее значимые для обмена моментом эффекты. Также предполагается более глубокая модернизация исходного кода пакета MESA, позволяющая корректно моделировать быстрые изменения момента инерции звезды, что позволит увеличить количество систем, для которых возможно построение модели.

Авторы благодарны В.В.Орлову и В.П.Гринину за полезные вопросы и обсуждения.

Приложение

А Список систем "звезда-планета", для которых известны данные о вращении звезды

В списке используются следующие обозначения:

Название - название планеты

a - большая полуось орбиты планеты (в а.е.)

e - эксцентриситет орбиты

M_{pl} - масса планеты (в массах Юпитера) с точностью до множителя $1/\sin i$

M_* - масса звезды (в массах Солнца)

R_* - радиус звезды (в радиусах Солнца)

$Spec.$ - спектральный класс и класс светимости звезды (приводится по [8], спектральные подклассы для отдельных звезд варьируются при получении данных из разных источников)

T_{eff} - эффективная температура звезды (в К)

t - возраст звезды (в млрд лет)

v_{rot} - линейная скорость вращения на поверхности звезды (в км/с) с точностью до множителя $1/\sin i$

Название	a	e	M_{pl}	M_*	R_*	$Spec.$	T_{eff}	t	v_{rot}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
HD 100655 b	0.76	0.09	1.70	2.40	9.30	G9III	4861	-	1.6
HD 102117 b	0.15	0.11	0.17	1.03	1.27	G6V	5672	6.21	2.0
HD 102195 b	0.05	0.00	0.45	0.93	0.83	K0V	5291	2.40	5.3
HD 104985 b	0.78	0.03	6.30	1.60	10.87	G9III	4786	2.95	2.7
HD 108147 b	0.10	0.53	0.26	1.19	1.22	G0V	6067	1.98	6.0
HD 110014 b	2.14	0.46	11.09	2.17	20.90	K2III	4445	0.95	15.0
HD 113538 b	0.71	0.61	0.27	0.70	0.65	K9V	4685	1.30	4.0
HD 113538 c	2.43	0.32	0.71	0.70	0.65	K9V	4685	1.30	4.0
HD 114729 b	2.08	0.32	0.84	0.93	1.46	G3V	5662	4.58	2.0
HD 114762 b	0.35	0.34	10.98	0.84	1.24	F9V	5934	11.80	3.0
HD 117207 b	3.78	0.16	2.06	1.07	1.09	G8VI	5432	6.68	2.0
HD 117618 b	0.18	0.42	0.18	1.05	1.19	G2V	5861	3.88	3.0
HD 117618 c	0.93	0.00	0.20	1.05	1.19	G2V	5861	3.88	3.0
HD 125612 b	1.37	0.46	3.00	1.10	1.05	G3V	5897	2.10	5.0
HD 125612 c	0.05	0.27	0.06	1.10	1.05	G3V	5897	2.10	5.0
HD 125612 d	4.20	0.28	7.20	1.10	1.05	G3V	5897	2.10	5.0
HD 128311 b	1.10	0.25	2.18	0.84	0.73	K0V	4965	0.39	4.9
HD 128311 c	1.76	0.17	3.21	0.84	0.73	K0V	4965	0.39	4.9
HD 130322 b	0.09	0.04	1.02	0.79	0.83	K0V	5330	0.35	2.0
HD 134987 b	0.81	0.23	1.59	1.07	1.25	G5V	5740	9.70	2.0
HD 134987 c	5.80	0.12	0.82	1.07	1.25	G5V	5740	9.70	2.0
HD 137388 b	0.89	0.36	0.22	0.86	0.82	K1V	5240	6.45	4.0
HD 141937 b	1.52	0.41	9.70	1.10	1.06	G3V	5925	2.55	4.0
HD 142415 b	1.05	0.50	1.62	1.09	1.03	G1V	5834	1.49	3.0
HD 145377 b	0.45	0.31	5.76	1.12	1.14	G3V	6046	1.30	5.0

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
HD 147513 b	1.32	0.26	1.21	0.92	1.00	G5V	5701	0.65	3.3
HD 148156 b	2.45	0.52	0.85	1.22	1.21	F8V	6308	-	6.0
HD 149026 b	0.04	0.00	0.36	1.30	1.50	G0IV	6147	2.00	7.0
HD 153950 b	1.28	0.34	2.73	1.12	1.34	F8V	6076	4.30	5.0
HD 154857 b	1.20	0.47	1.80	1.17	2.42	G5V	5445	5.60	2.0
HD 156411 b	1.88	0.22	0.74	1.25	2.16	F8IV	5900	-	3.0
HD 158038 b	1.52	0.29	1.80	1.65	4.80	K2III	4897	2.50	1.0
HD 162020 b	0.07	0.28	14.40	0.75	0.71	K2V	4830	0.76	1.0
HD 164509 b	0.88	0.26	0.48	1.13	1.06	G5V	5922	1.10	2.0
HD 164922 b	2.11	0.05	0.36	0.94	0.90	K0V	5385	13.40	4.6
HD 167042 b	1.30	0.03	1.60	1.64	4.30	K1III	5020	2.20	1.0
HD 169830 b	0.81	0.31	2.88	1.40	1.84	F8V	6266	4.95	4.0
HD 169830 c	3.60	0.33	4.04	1.40	1.84	F8V	6266	4.95	4.0
HD 170469 b	2.24	0.11	0.67	1.14	1.22	G5IV	5810	6.70	3.0
HD 175541 b	1.03	0.33	0.61	1.65	3.85	G8IV	5060	1.90	4.3
HD 177830 b	1.22	0.00	1.49	1.47	2.99	K0IV	4948	4.40	3.4
HD 177830 c	0.51	0.35	0.15	1.47	2.99	K0IV	4948	4.40	3.4
HD 179949 b	0.04	0.02	0.95	1.28	1.19	F8V	6260	2.05	7.0
HD 183263 b	1.51	0.36	3.67	1.17	1.21	G2IV	5888	8.10	2.0
HD 183263 c	4.25	0.25	3.82	1.17	1.21	G2IV	5888	8.10	2.0
HD 185269 b	0.08	0.30	0.94	1.28	1.88	G0IV	5980	4.20	4.0
HD 188015 b	1.19	0.15	1.26	1.09	1.10	G5IV	5520	6.20	2.0
HD 190360 b	3.92	0.36	1.50	1.04	1.20	G6IV	5588	12.11	1.7
HD 190360 c	0.13	0.01	0.06	1.04	1.20	G6IV	5588	12.11	1.7
HD 190984 b	5.50	0.57	3.10	0.91	1.53	F8V	5988	-	5.0
HD 192263 b	0.15	0.01	0.73	0.81	0.75	K2V	4965	0.57	2.0
HD 192310 c	1.18	0.32	0.07	0.80	0.68	K3V	5166	7.81	1.0
HD 195019 b	0.14	0.01	3.70	1.06	1.38	G3IV	5787	5.33	2.0
HD 196050 b	2.47	0.21	2.83	1.17	1.29	G3V	5874	3.17	4.0
HD 205739 b	0.90	0.27	1.37	1.22	1.33	F7V	6176	2.84	5.0
HD 208487 b	0.51	0.21	0.41	1.30	1.15	G2V	5929	3.88	4.0
HD 209458 b	0.05	0.00	0.71	1.15	1.15	G0V	6075	4.00	5.0
HD 210702 b	1.20	0.15	1.90	1.68	5.10	K1IV	5010	1.40	1.0
HD 212771 b	1.22	0.11	2.30	1.15	5.00	G8IV	5121	6.00	5.5
HD 213240 b	2.03	0.45	4.50	1.22	1.50	G4IV	5975	5.11	5.0
HD 216435 b	2.56	0.07	1.26	1.30	2.00	G0V	5767	5.27	6.0
HD 216437 b	2.32	0.29	1.82	1.06	1.10	G4IV	5636	12.96	4.0
HD 216770 b	0.46	0.37	0.65	0.90	1.00	K1V	5248	3.60	3.0
HD 217107 b	0.07	0.13	1.33	1.02	1.08	G8IV	5666	7.32	2.0
HD 217107 c	5.27	0.52	2.49	1.02	1.08	G8IV	5666	7.32	2.0
HD 217786 b	2.38	0.40	13.00	1.02	1.27	F8V	5966	7.60	3.0
HD 218396 b	68.00	0.00	7.00	1.56	1.50	A5V	-	0.06	49.2
HD 218396 c	42.90	0.00	10.00	1.56	1.50	A5V	-	0.06	49.2
HD 218396 d	27.00	0.10	10.00	1.56	1.50	A5V	-	0.06	49.2
HD 218566 b	0.69	0.30	0.21	0.85	0.86	K3V	4820	8.50	0.0
HD 219828 b	0.05	0.00	0.07	1.24	1.70	G0IV	5891	5.80	4.0
HD 222155 b	5.10	0.16	1.90	1.13	1.67	G2V	5765	8.20	2.0
HD 224693 b	0.23	0.05	0.71	1.33	1.70	G2IV	6037	2.00	5.0

EVOLUTION OF AN ANGULAR MOMENTUM DISTRIBUTION IN EXOPLANET SYSTEMS

P.A.TARAKANOV, A.S.ARTAMONOV

The distribution of angular momentum in systems "star-planet" taking into account stellar evolution effects is investigated. Numerical simulations of 15 systems with stellar rotation data are performed. It was confirmed that change of stellar structure significantly affects the evolution of the angular momentum distribution. It is concluded that the decrease of dispersion of the orbital momentum and stellar angular momentum values ratio in consequence of dynamical evolution.

Key words: planets: extrasolar planets: angular momentum

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.Armitage*, Astrophysics of Planet Formation, Cambridge, UK, Cambridge University Press, 2013.
2. *C.Baruteau, F.Masset*, Tides in Astronomy and Astrophysics, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, **861**, 201, 2013.
3. *S.Ferraz-Mello*, Cel. Mech. Dyn. Astron., **116**, 109, 2013.
4. *S.Ferraz-Mello et al.*, arXiv:1503.04369 (accepted in Astrophys. J.), 2015.
5. *R.Glebocki, P.Gnacinski*, VizieR Online Data Catalog: Catalog of Stellar Rotational Velocities, 3244, 2005.
6. *F.Royer et al.*, Astron. Astrophys., **381**, 105, 2002.
7. *C.G.Diaz et al.*, Astron. Astrophys., **531**, A143, 2011.
8. *J.Schneider et al.*, Astron. Astrophys., **532**, 11, 2011.
9. *J.Christensen-Dalsgaard*, in: ESA SP 559 "SOHO 14 Helio- and Asteroseismology: Towards a Golden Future", Ed. by D.Danesy, 1, 2004.
10. *B.Paxton et al.*, Astrophys. J. Suppl., **192**, 3, 2011.
11. *B.Paxton et al.*, Astrophys. J. Suppl., **208**, 4, 2013.
12. *L.A.Buchhave et al.*, Nature, **486**, 375, 2012.
13. *М.Ф.Субботин*, Введение в теоретическую астрономию, М., Наука, 1968.
14. *J.P.Zahn*, Astron. Astrophys., **57**, 383, 1977.
15. *J.P.Zahn*, Astron. Astrophys., **220**, 112, 1989.
16. *P.Hut*, Astron. Astrophys., **99**, 126, 1981.
17. *J.R.Hurley, C.A.Tout, O.R.Pols*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **329**, 897, 2002.
18. *K.Belczynski et al.*, Astrophys. J. Suppl., **174**, 223, 2008.
19. *P.Goldreich, D.A.Keely*, Astrophys. J., **211**, 934, 1997.
20. *F.Valsecchi, F.A.Rasio*, Astrophys. J., **786**, 102, 2014.
21. *S.Albrecht et al.*, Astrophys. J., **757**, 18, 2012.

ИЗМЕНЕНИЯ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ В ХРОМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Д.ХУЦИШВИЛИ^{1,2}, Э.ХУЦИШВИЛИ¹, Т.КВЕРНАДЗЕ¹,
В.КУЛИДЖАНИШВИЛИ¹, В.КАХИАНИ¹, М.СИХАРУЛИДЗЕ¹

Поступила 17 июня 2015

Принята к печати 16 сентября 2015

В Абстумани впервые получен наблюдательный материал по спектрам спикул в линиях D_3 и $H\alpha$ для различных высот хромосферы в течение времени, превышающего время жизни спикул. Уникальные наблюдения показывают, что полуширины спектральных линий в спикулах незначительно уменьшаются с высотой, а их яркость с высотой падает экспоненциально. Определены (при $T \approx 6000^\circ$) нетепловые турбулентные скорости. Средняя величина V_T для $H\alpha$ спикул с малыми ($\sim 1.2 \text{ \AA}$) полуширинами составляет около 25 км/с, а для D_3 спикул - около 18 км/с при средней полуширине 0.6 $\text{\AA}$.

Ключевые слова: *Солнце: хромосфера: спектральные линии*

1. *Введение.* Изучение солнечной хромосферы является одной из актуальных задач физики Солнца. Спикулы представляют собой один из важнейших элементов тонкой структуры хромосферы. Основная масса хромосферы заключена именно в спикулах. Робертс [1] спикулами называл выступы в хромосфере длиной 4500-8000 км. С 1877г., когда Секки впервые проводил визуальные наблюдения, и до настоящего времени, по спикулам накопился обширный наблюдательный спектральный материал. Несмотря на многолетние исследования, еще многое не известно о структуре и динамике хромосферы; в особенности в вопросах механизма возникновения и исчезновения спикул многое до сих пор остается невыясненным. Многие наблюдательные факты, такие, как уменьшение градиентов плотности и яркости с высотой, увеличение лучевых скоростей и кинетической температуры с высотой, одновременное присутствие в спектре хромосферы линий излучения ионов и атомов, до сих пор полностью не объяснены. Поведение плазмы хромосферы в магнитном поле, колебания и волны в спикулах, теоретическое моделирование колебаний спикул и другие вопросы требуют дальнейшего всестороннего исследования [2-7].

Большинство полученных результатов не вполне согласуются друг с другом [8-21]. В настоящее время существует несколько различных моделей спикул [22,23,7,24-27]. Beckers [8,28] считает, что спикулы образуются движением вещества в магнитных трубках снизу вверх. Большинство

наблюдателей отмечают, что в течение жизни спикула сначала поднимается с почти постоянной скоростью, потом останавливается и исчезает или опускается по тому же пути вниз с той же скоростью, что и при подъеме. Parker [29] рассматривает образование спикул как переход звуковых фотосферных волн в ударные хромосферные, объединяющихся вдоль магнитных силовых линий на краях ячеек супергранул.

В работах Пикельнера [30] и Ushida [31] рассматривается возможность образования спикул на границах супергранул, в местах, где близко расположены поля противоположной полярности напряженностью в несколько десятков Гс. Образование спикулы в результате переноса потока энергии теплопроводимостью рассмотрено в работах Kuperus [32] и Корр и др. [33]. В работах Grossmann-Doerth [34,35] рассмотрена возможность возникновения спикулы в результате конденсации коронального вещества. В [36] рассматривается теория для спикул и спикулоподобных образований за последние 25 лет, с акцентом на моделях, основанных на нелинейных числовых моделированиях. Эти модели дают нам физическое понимание в распространении волны в солнечной атмосфере, и помогают объяснять как такие волны могут быть способны к созданию движений в магнитных трубках в более низкой солнечной атмосфере. В работах [37-46] рассмотрены различные следствия гипотезы возбуждения МГД-колебаний в солнечных спикулах, рассматриваемых как резонансные полости для альвеновских волн.

Кулиджанишвили и Никольский [47] по наблюдениям в Абастумани с помощью 53-см коронографа $H\alpha$ спикул на одной и той же высоте в течение 22 мин ($h \approx 6''$ или 4200 км) исследовали 675 профилей спикул и получили зависимость полной ширины $\Delta\lambda$ по половине интенсивности от эквивалентной ширины W . Они разделили спикулы на две группы. К первой группе относятся сравнительно яркие (около 30% от общего числа спикул), для которых зависимость W и $\Delta\lambda$ имеет более крутой характер, чем для спикул второй группы (70%), менее ярких. Для первой группы - $\Delta\lambda = 1.6 \text{ \AA}$, $W = 0.13 \text{ \AA}$, для второй - $\Delta\lambda = 1.3 \text{ \AA}$, $W = 0.08 \text{ \AA}$. Минимальная ширина линии $\Delta\lambda = 1.0 \text{ \AA}$ и $T \approx 6000^\circ \text{ K}$, $V_t \approx 25 \text{ км/с}$. Кулиджанишвили [48] получил квазисинхронную высотную серию спектрограмм $H\alpha$ спикул для высот в пределах 5000-9500 км. Было обработано 300 профилей спектральных линий и получено, что полуширина $H\alpha$ спикул незначительно меняется с высотой, в большинстве случаев оставаясь постоянной.

Michard [49] для $H\alpha$ спикул на высоте около 6000 км получил, что полуширины меняются от $0.6 \text{ \AA}$ до $1.2 \text{ \AA}$. Никольский [50] отмечает, что если полуширины меняются в пределах $0.6\text{-}1.2 \text{ \AA}$, тогда при температуре 6000° K $V_t = 20 \text{ км/с}$. Никольская [51-53], измерив эквивалентные ширины

для D_2 спикул на полюсе и на экваторе, получила, что эквивалентные ширины мало меняются, приблизительно от $0.5 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ до $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$. Она определила эквивалентные ширины для D_2 спикул на разных высотах (2000-60000 км) и сделала вывод, что эквивалентная ширина незначительно увеличивается от $0.2 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ до $0.7 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$. Zirker [54] получил эквивалентные ширины $\sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$. Папушев [55] делает вывод, что эквивалентная ширина для линии D_2 возрастает, а для линии Na уменьшается.

Прогресс в исследованиях спикул в основном определяется техникой и методикой. Несовершенство методики зачастую приводит к неопределенным, неоднозначным результатам. Не подлежит сомнению целесообразность проведения наблюдений спикул таким образом, чтобы высотные серии спектрограмм, с минимальным интервалом времени между спектрограммами, фотографировались последовательно друг за другом в течение длительного времени, которое не меньше времени жизни спикул [56-59]. Исследования таких моделей в Абастуманской астрофизической обсерватории были начаты в конце 70-х прошлого столетия и продолжают до сих пор [60-62].

2. *Наблюдения и наблюдательный материал.* На каждом этапе развития техники и методики наблюдений фотосферы и хромосферы несовершенство методики зачастую приводило к неопределенным, неоднозначным результатам. Современные наблюдения вносят основной вклад в исследование спикул. Для получения наиболее полной информации о динамике хромосферных спикул требуются спектральные наблюдения на разных высотах в хромосфере в течение длительных интервалов времени с высоким пространственным и временным разрешением. С помощью Большого внезатменного коронографа и устройств для обеспечения автоматического фотографирования высотных серий спектрограмм спикул в Абастуманской астрофизической обсерватории был получен обширный наблюдательный материал по линиям D_2 гелия и Na водорода на разных высотах в хромосфере в течение длительного интервала времени.

Главный объектив коронографа - кроновая плоско-выгнутая линза диаметром 530 мм имеет для $\lambda = 5300 \text{ \AA}$ фокусное расстояние - 8 м (с масштабом 16 arcс/мм), проектирует увеличенное изображение Солнца (диаметром 125 мм) в плоскость спектральной щели спектрографа. Спектрограф системы Эберта-Фасти снабжен дифракционной решеткой. Дифракционная решетка 600 штр/мм имеет заштрихованную площадь 230 мм x 250 мм, и имеет самую высокую концентрацию в спектральном диапазоне 4000-6000 $\text{\AA}$ во втором порядке. Разрешающая способность инструмента в фокальной плоскости спектрографа составляет 25 линий на мм. Спектральное разрешение - 0.04 $\text{\AA}/\text{мм}$ во II порядке. Зеркало коллиматора имеет диаметр 360 мм, фокусное расстояние - 8 м. Камерное

зеркало имеет диаметр $D = 420$ мм, $F = 8$ м.

В Абастумани впервые удалось получить наблюдательный материал спектров в линии D_3 и $H\alpha$ спикул на различных высотах (8 и 9 значений высот, соответственно) хромосферы в течение длительного времени. Наблюдения в линиях D_3 и $H\alpha$ спикул проводились в III и II порядках спектрографа, где обратная дисперсия равна $0.58 \text{ \AA/мм}$ и $0.96 \text{ \AA/мм}$, соответственно. Для абсолютной калибровки использовался спектр центра диска Солнца, фотографируемый через ступенчатый ослабитель. Ширина щели при наблюдениях D_3 - 0.10 мм, а при $H\alpha$ - 0.06 мм. Масштаб изображения Солнца в фокусе Кудэ - 16 с дуги на 1 мм. Разрешение на спектограммах не хуже 1-2 с дуги.

Времена экспозиций для $H\alpha$ спикул составляли на первых четырех высотах - 0.4 с, на остальных высотах - 0.8 с, соответственно. При фотографировании спектров на верхних высотах экспозиция автоматически увеличивается вдвое. Получение спектограмм спикул начинается с высоты от края диска Солнца 3800 км и продолжается до 8700 км в хромосфере. Расстояние между высотами $1''$ (725 км). Разброс одинаковых высот серий за оборот колеса, переводящего высоты, не превышает 5% расстояния между соседними сечениями. Диапазон частот компенсируемого дрожания составляет 0.5 - 6 Гц. Стеклоанный фильтр пропускает область линии $H\alpha$ и область опорной линии $4371 \text{ \AA}$. Наблюдения $H\alpha$ спикул охватывали интервал времени длительностью в 45 мин. Каждая высотная серия фотографировалась за 7 с.

Одна высотная серия в линии D_3 была получена в течение 18 с, при экспозициях для 4-х нижних высот в 1 с, для 4-х верхних - по 2 с. Полученная наблюдательная серия в линии D_3 начинается с высоты 4400 км и продолжается до 9300 км в хромосфере. Расстояние между высотами $1''$ (725 км). Перед фотокамерой располагается составной стеклянный светофильтр, который пропускает область линии D_3 и область линии $4410 \text{ \AA}$ из четвертого порядка, которая служит опорной линией для измерения лучевых скоростей. Наблюдения в D_3 продолжались в течение 30 мин. Они велись в "корональные дни", когда пространственное разрешение было $\sim 1''$.

Для обработки были отобраны 72 из 350 серий спектограмм $H\alpha$ спикул и 60 из 110 серий спектограмм D_3 спикул. Отбирались серии наилучшего качества, на которых спикеры отчетливо разделялись и отождествлялись на всех высотах. При этом, по анализу регистрограмм не происходило наложение высот. Измерения спектограмм спикул проводились с помощью компаратора [59] с фотоэлектрической наводкой линии. Для измерений было отобрано 20 D_3 и 28 $H\alpha$ спикул. Все они уверенно отождествлялись на всех высотах. Отождествление проводилось

по крупномасштабным фотоотпечаткам спектрограмм. При измерениях лучевых скоростей измерялись расстояния между изображениями спикул в спектральной линии и опорной линии. С высокой точностью проведено в сумме ~ 30000 измерений положения линий спикул и опорной линии. Точность измерений лучевых скоростей не хуже ± 0.5 км/с. Фотографические разрезы делались вдоль дисперсии в центре каждой спикулы на регистрирующем микрофотометре. Щель микрофотометра вырезала площадь $0.015 \text{ \AA} \times 0''.5$. Привязка к длинам волн осуществлялась аналогично, описанной Kulidzanishvili, Nikolsky [47].

3. Результаты обработки наблюдательного материала.

Обработка данных фотометрических разрезов в центре каждой спикулы на различных высотах дала возможность определить средние интенсивности вдоль спикулы. Как можно увидеть из рис.1, очевидно, что есть небольшое уменьшение интенсивности вдоль высоты.

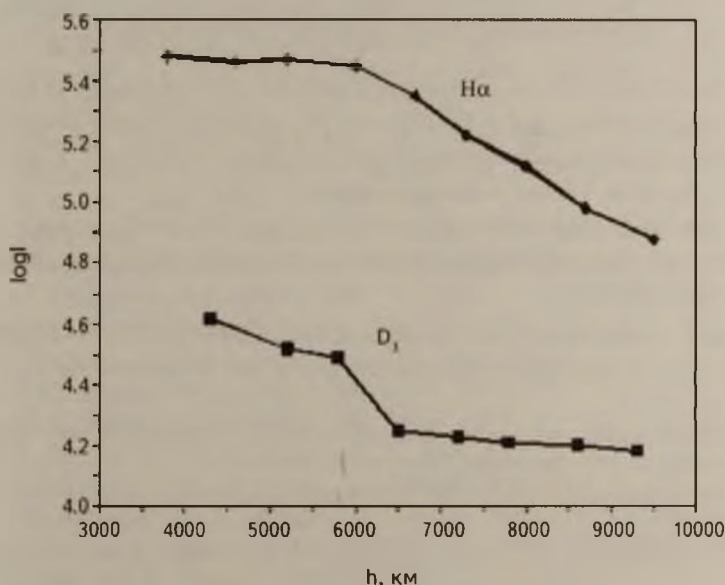


Рис.1. Средние интенсивности вдоль спикул.

На рис.2 представлена зависимость полных полуширин $\Delta\lambda$ от высоты h как для спикул с малыми полуширинами ($\Delta\lambda \leq 1.2 \text{ \AA}$), так и для остальных спикул. Полуширина линии $H\alpha$ в обоих случаях значительно не меняется с высотой и остается практически постоянной. Мы полагаем, что результаты для спикул с малыми $\Delta\lambda$ более реальны, так как в этом случае расширение линии $H\alpha$ за счет самопоглощения минимально.

Были определены (при $T \approx 6000^\circ$) нетепловые турбулентные скорости.

Средняя величина V_z для $H\alpha$ спикул с малыми ($\sim 1.2 \text{ \AA}$) полуширинами $\approx 25 \text{ км/с}$ и для D_1 спикул $\approx 18 \text{ км/с}$ для средней полуширины $\sim 0.60 \text{ \AA}$.

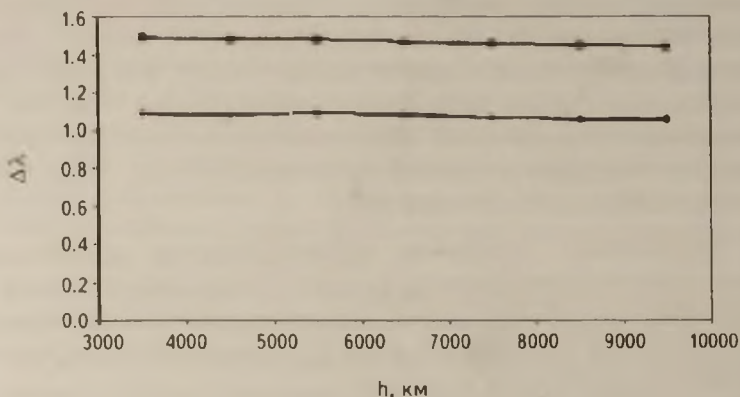


Рис.2. Зависимость полных полуширин $\Delta\lambda$ от высоты h .

4. **Заключение** На основе анализа длительных спектральных наблюдений спикул в линии $H\alpha$ и D_1 получены следующие основные результаты.

Полуширины спикул незначительно убывают с высотой, а яркость спикул с высотой падает экспоненциально.

Нетепловые "турбулентные" скорости для $H\alpha$ и D_1 спикул при кинетической температуре около 6000°K составляют примерно 25 км/с и 18 км/с , соответственно.

Работа осуществлена при поддержке грантов FR/417/6-310/13 и DO/202/6-310/14 Национального научного фонда им. Ш.Руставели.

¹ Абастуманская астрофизическая обсерватория, университет им. Ильи

Чавчавадзе, Грузия, e-mail: eldarex@yahoo.com

² Тбилисский Государственный Университет, Грузия

VARIATION OF SPECTRAL LINE WIDTH IN SOLAR CHROMOSPHERE

D.KHUTSISHVILI^{1,2}, E.KHUTSISHVILI¹, T.KVERNADZE¹,
V.KULIDZANISHVILI¹, V.KAKHIANI¹, M.SIKHARULIDZE¹

We have obtained spectral observational data of solar spicules in D_1 and $H\alpha$ spectral lines in different chromospheric heights during time period

exceeding the lifetime of a spicule. These unique observations show that the FWHM of D_3 and $H\alpha$ spectral lines in spicules are slightly decreasing with height and the brightness is decreasing exponentially with height. We also estimated non-thermal turbulent velocities (for $T \approx 6000^\circ$). The average value of V_T for $H\alpha$ spicules with low FWHM ($\sim 1.2 \text{ \AA}$) equals to about 25 km/s and for D_3 spicules - about 18 km/s with average FWHM of $0.6 \text{ \AA}$.

Key words: *sun:chromosphere:spectral lines*

ЛИТЕРАТУРА

1. W.O.Roberts, *Astrophys. J.*, **101**, 136, 1945.
2. K.Wilhelm, *Astron. Astrophys.*, **360**, 351, 2000.
3. R.Erdelyi, S.P.James, *Astron. Astrophys.*, **427**, 1055, 2004.
4. B.K.Carter, R.Erdelyi, *Astron. Astrophys.*, **475**, 323, 2007.
5. A.C.Sterling, *Solar Phys.*, **196**, 79, 2000.
6. Y.Taroyan, R.Erdelyi, *Space Sci. Rev.*, This Volume, 26, 2009.
7. L.Roupe van der Voort et al., *Astrophys. J.*, **799**, L3, 2015.
8. J.M.Beckers, *Solar Phys.*, **3**, 367, 1968.
9. J.M.Pasachoff, W.A.Jacobson, A.C.Sterling, *Sol. Phys.*, **260**, 59, 2009.
10. G.Tsiropoula, K.Tziotziou, I.Kontogiannis et al., *Space Sci. Rev.*, **169**, 181, 2012.
11. E.V.Khutsishvili, *Sol. Phys.*, **106**, 75, 1986.
12. E.V.Khutsishvili, *Astron. Nachr.*, **316**, 291, 1995.
13. H.Skogsrud et al., *Astrophys. J.*, **795**, L23, 2014.
14. B. De Pontieu et al., *PASJ*, **59**, S655, 2007a.
15. B. De Pontieu et al., *PASJ*, **59**, S655, 2007b.
16. C. De Pontieu et al., *Astrophys. J.*, **752**, L12, 2012.
17. T.M.D.Pereira, B. De Pontieu, M.Carlsson, *Astrophys. J.*, **759**, 18, 2012.
18. T.M.D.Pereira, B. De Pontieu, M.Carlsson, *Astrophys. J.*, **764**, 69, 2013.
19. D.H.Sekse, L.Roupe van der Voort, B. De Pontieu, E.Scullion, *Astrophys. J.*, **769**, 44 R. Soler, J, 2013b.
20. Y.Z.Zhang, K.Shibata, J.X.Wang et al., *Astrophys. J.*, **750**, 9, 2012.
21. P.R.Orlando, J.A.Klimchuk, *Astron. Astrophys.*, **567**, A70, 2014.
22. V.H.Hansteen et al., *Astrophys. J.*, **647**, L73, 2006.
23. B. De Pontieu et al., *Astrophys. J.*, **655**, 624, 2007c.
24. L.Heggland, B. De Pontieu, V.H.Hansteen, *Astrophys. J.*, **666**, 1267, 2007.
25. Loukitcheva et. al., *Astron. Astrophys.*, **575**, A15, 2015.
26. N.Guerreiro, M.Carlsson, V.Hansteen, *Astrophys. J.*, **766**, 128, 2013.
27. Lei Ni et al., *Astrophys. J.*, **799**, 79, 2015.
28. J.M.Beckers, *Solar spicules. Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **10**, 73, 1972.
29. E.N.Parker, *Astrophys. J.*, **140**, 1170, 1964.

30. С.Б.Пикельнер, Астрон. ж., **46**, 328, 1970.
31. Y.Ushida, Publ. Astron. Soc. Japan, **21**, 128, 1967.
32. M.Kuperus, Space Sci. Rev., **9**, 713, 1969.
33. R.A.Kopp, M.Kuperus, Solar Phys., **4**, 212, 1968.
34. U.Grossmann-Docrth, M.Uexküll, Solar Phys., **20**, 31, 1971.
35. U.Grossmann-Docrth, M.Uexküll, Solar Phys., **28**, 319, 1973.
36. A.Sterling, Solar Phys., **196**, 79, 2000.
37. H.Ebadi, T.V.Zaqarashvili, I.Zhelyazkov, Astrophys. Space Sci., **337**, 33, 2012.
38. V.Yurchyshyn, V.Abramenko, P.Goode, Astrophys. J., **767**, 17, 2013.
39. T.V.Zaqarashvili, R.Erdelvi, Space Sci. Rev., **149**, 355, 2009.
40. T.V.Zaqarashvili, in: I.Zhelyazkov, T.Mishonov, (eds.) 3rd Schooland Workshop on Space Plasma Phys. AIP Conf. Proc., **1356**, 106, 2011.
41. T.V.Zaqarashvili, Astron. Astrophys., **399**, L15, 2003.
42. T.V.Zaqarashvili, N.Skhirtladze, Astrophys. J., **683**, L91, 2008.
43. L.Ballester, T.V.Zaqarashvili, Astron. Astrophys., **573**, A79, 2015.
44. I.Zhelyazkov, Astron. Astrophys., **537**, 124, 2012.
45. T.M.D.Pereira et al., Astrophys. J., **792**, L15, 2014.
46. J.Martinez-Sykora, B. De Pontieu, J.Leenaarts et al., Astrophys. J., **771**, 66, 2013.
47. V.I.Kulidzanishvili, G.M.Nikolsky, Sol. Phys., **59**, 21, 1978.
48. V.I.Kulidzanishvili, Solar Phys., **66**, 251, 1980.
49. R.Michard, La raie H α dans la chromosphere, Ann. Astrophys., **22**, 547, 1959.
50. Г.М.Никольский, Бюлл. Солн. Данн., **4**, 53, 1966.
51. К.И.Никольская, Бюлл. Солн. Данн., **2**, 50, 1966.
52. К.И.Никольская, Бюлл. Солн. Данн., **12**, 66, 1966.
53. К.И.Nikolskaya, Solar Phys., **56**, 71, 1978.
54. J.B.Zirker, Astrophys. J., **135**, 515, 1962.
55. П.Г.Панушев, Бюлл. Солн. Данн., **7**, 95, 1978.
56. G.M.Nikolsky, A.G.Platova, Solar Phys., **18**, 403, 1971.
57. V.I.Kulidzanishvili, Solar Phys., **66**, 251, 1980.
58. Э.В.Хуцишвили, Бюлл. Солн. Данн., **5**, 116, 1981.
59. Л.А.Геонджян, Э.В.Хуцишвили, Тезисы Мецниереба Юбл. Конф. Молод. Ученых, 394, 1981.
60. V.T.Kukhianidze, T.V.Zaqarashvili, E.V.Khutsishvili, Astron. Astrophys., **449**, L35, 2006.
61. T.V.Zaqarashvili, E.V.Khutsishvili, V.T.Kukhianidze, K.G.Ramishvili, Astron. Astrophys., **474**, 627, 2007.
62. E.Khutsishvili, V.Kulidzanishvili, T.Kvernadze et al., Astrophys. Space Sci., **354**, 259, 2014.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА С ПОМОЩЬЮ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

Д.Р.ДЖАПАРИДЗЕ, С.Р.БАГАШВИЛИ, Б.Б.ЧАРГЕЙШВИЛИ

Поступила 27 июля 2015

Принята к печати 16 сентября 2015

Изучено вращение корональных дыр Солнца. С этой целью были использованы данные обсерватории Кит Пик в линии 10830 Å He I для 2003-2012 гг. Было изучено вращение 434 корональных дыр в интервале широт $\pm 40^\circ$. Полученные результаты показывают, что максимальная угловая скорость вращения наблюдается на широтах $\pm 15^\circ$. Корональные дыры имеют меньшую угловую скорость (13.39 град/сут.) и вращаются менее дифференциально, чем фотосфера Солнца.

Ключевые слова: *Вращение Солнца: корональные дыры*

1. *Введение.* Исследования дифференциального вращения солнечных атмосферных слоев дают информацию о солнечной активности. Поэтому изучение солнечного вращения вызывает живой интерес среди ученых.

Для изучения солнечного вращения используются разные образования солнечной атмосферы: пятна, факелы, протуберанцы и волокна [1-9], а также магнитные образования общего магнитного поля Солнца [10-15].

Несмотря на исследования многих ученых, солнечное дифференциальное вращение все еще остается необъясненным явлением. Результаты, представленные различными авторами, сильно отличаются друг от друга.

Особенно противоречивые результаты получены при изучении вращения солнечной короны. При использовании корональных дыр, как трассеров, часть ученых получили, что корональные дыры показывают твердотельное вращение [16-18], хотя исследования других ученых указывают, что корона вращается дифференциально [19-27].

Badalyan и Sykora [28], изучив вращение короны в зеленой корональной линии (Fe XIV 530.3 nm), получили, что синодический период вращения короны на экваторе составляет 27 дней, в пределах $\pm 40^\circ$ возрастает до 29 дней, а за пределами $\pm 45^\circ$ - дифференциальное вращение резко уменьшается и вращение короны около полюсов становится твердотельным.

2. *Используемые данные и метод их обработки.* Для исследования вращения солнечной короны трассерами были использованы корональные дыры. Для вычисления угловых скоростей были использованы синоптические карты, составленные в обсерватории Кит Пик на основе

данных, полученных в линии 10830 Å He I. Были использованы данные за 2003-2012 гг. (отсутствовали данные 2004 г.).

Измерения проводились с использованием специально созданной компьютерной программы. Программа полуавтоматическая и требует отождествления точек корональных дыр на двух последовательных синоптических картах. Так как корональные дыры являются динамичными образованиями и быстро меняют форму, измерения проводились только для хорошо отождествленных фрагментов корональных дыр, которые не меняли форму. С помощью этой программы скорости вращения были вычислены для каждой пары последовательных дней. Измерялись уверенно отождествляемые отдельные фрагменты корональных дыр. Для 434 корональных дыр было проведено приблизительно 1550 измерений (рис.1).

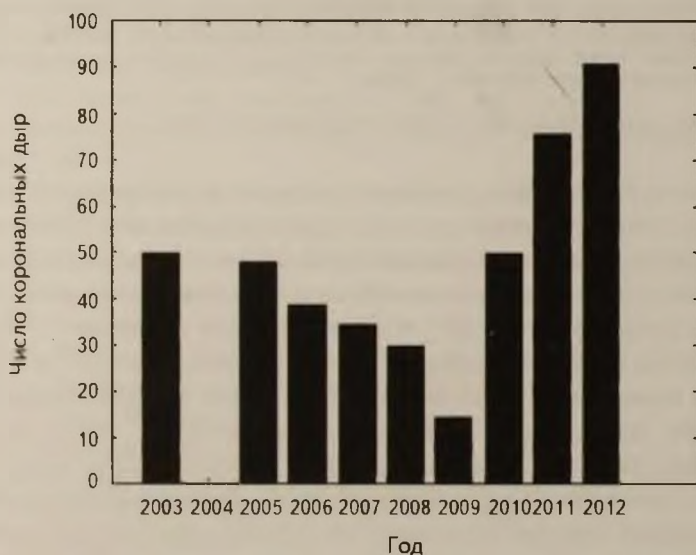


Рис.1. Количество измеренных корональных дыр (2003-2012 гг.).

Получены угловые скорости вращения корональных дыр с отрицательной и положительной полярностями для последовательных 10° -х интервалов в пределах $\pm 40^\circ$ широты и долготы. Была построена кривая скоростей вращения корональных дыр с отрицательной и положительной полярностями для обоих полушарий Солнца (рис.2).

Из рис.2 видно, что угловая скорость вращения корональных дыр с отрицательной и положительной полярностями ниже скорости вращения фотосферы Солнца. Разница в скоростях вращения корональных дыр с отрицательной и положительной полярностями не обнаружена. Средняя скорость вращения на экваторе для корональных дыр с отрицательной

полярностью составляет $13.42 (\pm 0.1)$ град/сут., а с положительной полярностью - $13.36 (\pm 0.07)$ град/сут. Для корональных дыр с положительными полярностями явно выражены максимумы на широтах $\pm 15^\circ$.

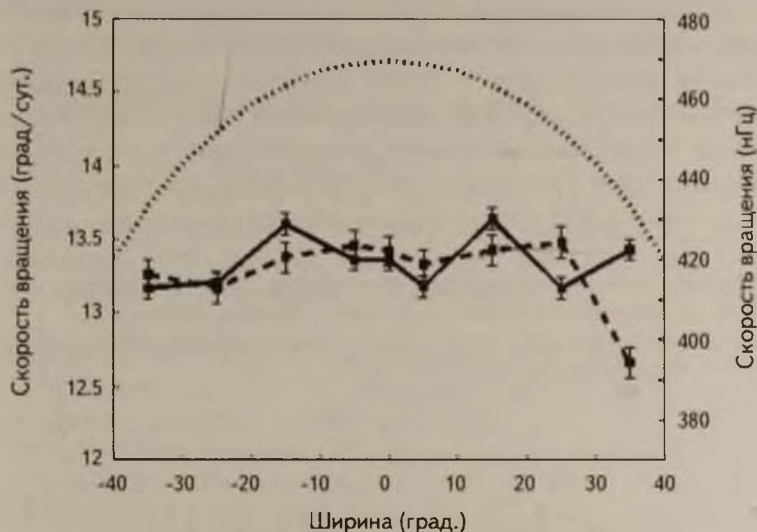


Рис.2. Скорости вращения корональных дыр с отрицательной (пунктирная линия) и положительной (сплошная линия) полярностями (2003-2012гг.). Точками обозначены скорости вращения фотосферы Солнца.

3. Обсуждение и заключения. Для исследования вращения угловой солнечной короны использование корональных дыр в качестве трассеров, выявило общие тенденции движения корональных дыр. За период 2003-2012гг. получено, что эти объекты имеют меньшую угловую скорость и вращаются менее дифференциально, чем фотосфера Солнца. Максимальная угловая скорость вращения в обоих полушариях наблюдается около 15° широты.

Используя данные SOHO 2002-2008гг. Hiremath и Hegde [29] получили, что вращение корональных дыр более твердотельное, чем вращение других образований солнечной атмосферы. Скорость вращения корональных дыр (438 нГц) соответствует скорости вращения внутренней области Солнца под тахоклином.

Полученная нами средняя скорость вращения для корональных дыр обеих полярностей на экваторе составляет $13.39 (\pm 0.064)$ град/сут. (430.48 (± 4.62) нГц). Эта величина скорости вращения корональных дыр соответствует полученной гелиосейсмологическими методами величине скорости вращения внутреннего слоя Солнца на расстоянии 0.7 солнечного радиуса [30]. Полученные результаты дают основание думать, что корональные дыры связаны непосредственно с внутренним регионом Солнца около

тахоклина. Разница же в скоростях корональных дыр с разными полярностями, по нашему мнению, обусловлена тем, что монополярная корональная дыра, которую мы измеряем в действительности, является составным ответвлением огромной биполярной петли, узел которой вращается на определенной широте под тахоклином, а ее ветви с разными полярностями вступают на разных широтах в корону, и на этих разных широтах имеют одинаковые скорости, повторяя скорость общего узла. А значит на одной и той же широте могут оказаться положительные и отрицательные корональные дыры с несколько сдвинутыми якорными узлами, которые из-за этого вращаются с несколько различными скоростями.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе,
Государственный университет им. Ильи, Тбилиси, Грузия,
e-mail: darejan.japaridze@iliauni.edu.ge; salome.bagashvili.1@iliauni.edu.ge,
bidzina@aidio.net

STUDY OF SOLAR ROTATION USING CORONAL HOLES

D.R.JAPARIDZE, S.R.BAGASHVILI, B.B.CHARGEISHVILI

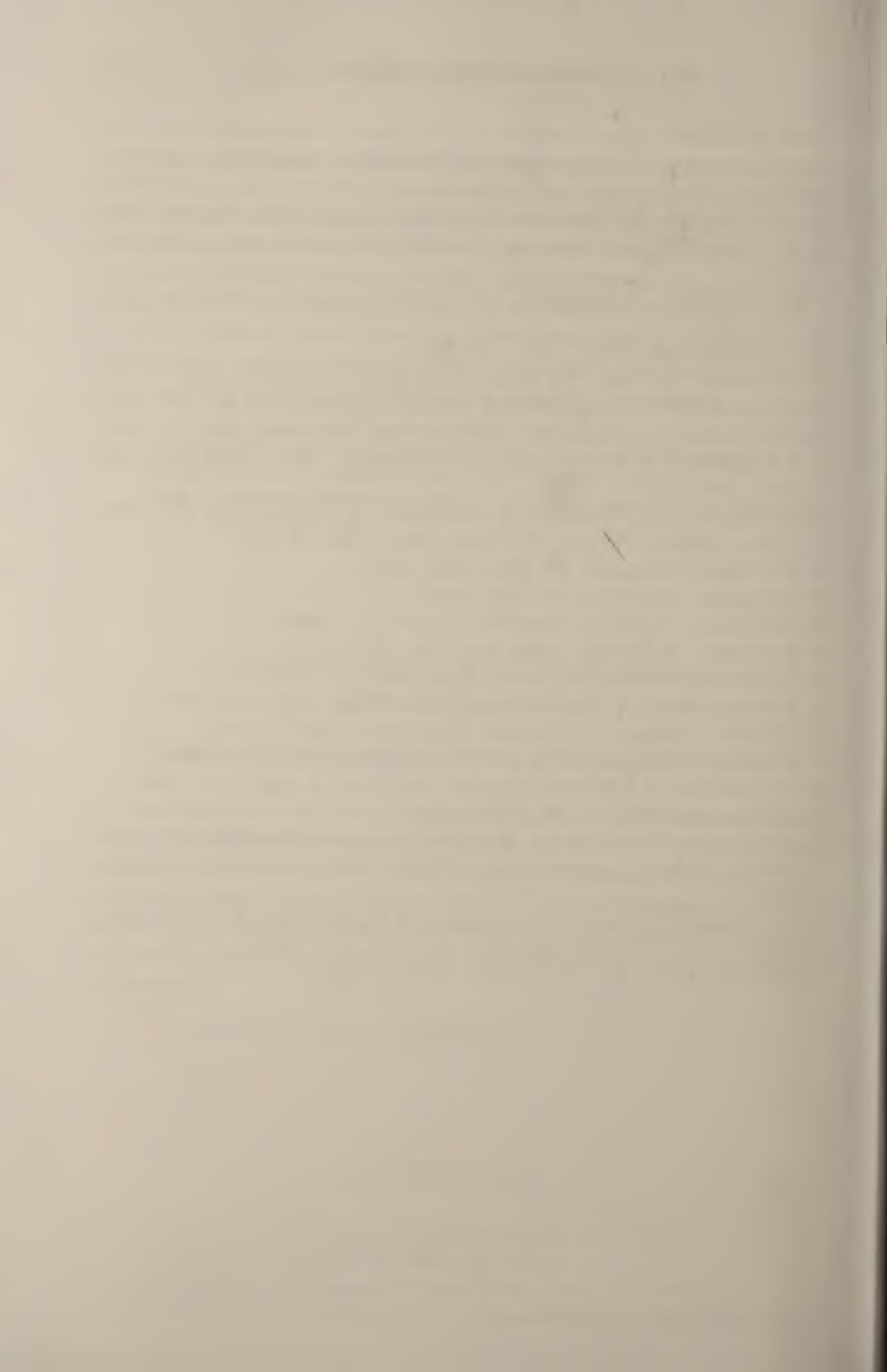
The rotation rates of coronal holes are explored. For this purpose we used data from Kitt Peak observatory in 10830 Å He I line in 2003-2012. The rotation rates of 434 coronal holes between $\pm 40^\circ$ latitudes are studied. The maximum angular rotation rates are observed near the latitudes of $\pm 15^\circ$. On average, the coronal holes move slower (13.39 deg/day) than solar photosphere and their differential rotation is much more weakly expressed than that of photosphere.

Key words: *solar rotation: coronal holes*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M.Newbegin, H.W.Newton, The Observer, **54**, 20, 1931.
2. M.D'Azambuja, L.D'Azambuja, Ann. Obs. Paris, **6**, 1, 1948.
3. D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, Solar Phys., **141**, 267, 1992.
4. M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili et al., Adv. Space Res.,

- 40, 976, 2007.
5. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **231**, 23, 2005.
 6. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Astrophysics, **54**, 593, 2011.
 7. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **282**, 51, 2013.
 8. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, T.G.Mdzinarishvili*, Adv. Space Res., **52**, 2122, 2013.
 9. *J.Javaraiah*, Solar Phys., **287**, 197, 2013.
 10. *C.J.Durrant, J.Turner, P.R.Wilson*, Solar Phys., **211**, 103, 2002.
 11. *M.S.Gigolashvili, D.R.Japaridze, B.B.Chargeishvili*, Astrophysics, **57**, 296, 2014.
 12. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **282**, 51, 2013.
 13. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Adv. Space Res., **40**, 1912, 2007.
 14. *D.R.Japaridze, M.S.Gigolashvili, V.J.Kukhianidze*, Solar Phys., **255**, 203, 2009.
 15. *Z.Chu, J.Zhang, Q.X.Nie, T.Li*, Solar Phys., **264**, 1, 2010.
 16. *W.J.Wagner*, Astrophys. J., **198**, L141, 1975.
 17. *J.D.Bohlin*, Solar Phys., **51**, 377, 1977.
 18. *S.Mancuso, S.Giordano*, Astrophys. J., **729**, 79, 2009.
 19. *R.N.Shelke, M.C.Pande*, Solar Phys., **95**, 193, 1985.
 20. *V.N.Obridko, B.D.Shelting*, Solar Phys., **124**, 73, 1989.
 21. *A.Sanchez-Ibarra, P.Navarro-Peralta*, Solar Phys., **153**, 169, 1994.
 22. *J.E.Insley, V.Moore, R.A.Harrison*, Solar Phys., **160**, 1, 1995.
 23. *R.Brajsa, H.Wöhl, B.Vršnak*, Astron. Astrophys., **414**, 707, 2004.
 24. *N.V.Karachik, A.A.Pevtsov, I.Sattarov*, Astrophys. J., **642**, 562, 2006.
 25. *H.Hara*, Astrophys. J., **697**, 980, 2009.
 26. *S.Chandra, H.O.Vats, K.N.Iyer*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **407**, 1108, 2010.
 27. *H.Wöhl, R.Brajsa, A.Hanslmeier, S.F.Gissot*, Astron. Astrophys., **520**, 29, 2010.
 28. *O.G.Badalyan, J.Sykora*, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, **35**, 3, 180, 2005.
 29. *K.M.Hiremath, M.Hegde*, Astrophys. J., **763**, 137, 2013.
 30. *H.Rachel*, Living Rev. Solar Phys., **6**, 1-75, 2009.



ANISOTROPIC COSMOLOGICAL MODEL WITH COSMIC STRING IN $f(R)$ THEORY OF GRAVITY

S.D.KATORE¹, A.Y.SHAikh²

Received 28 May 2015

Accepted 16 September 2015

The paper is dedicated to study the Bianchi type- VI_0 space-time full of cosmic string within the framework of $f(R)$ gravity. The physical and kinematical options of the model are studied and mentioned. The operate $f(R)$ of the Ricci scalar is additionally evaluated for the model

Key words: *cosmic string; Bianchi type - VI_0 metric; $f(R)$ theory*

1. *Introduction.* Modifying gravity is another approach to elucidate the cosmic acceleration providing a attractive force various to dark energy. This provides rise to alternate theories of gravity like $f(T)$ gravity (Ferraro and Fiorini [1]; Bengochea and Ferraro [2]; Linder [3]), Gauss-Bonnet gravity (Carroll et al. [4]; Cognola et al. [5]), etc. Nojiri and Odintsov [6-7] showed that the modified theories of gravity give a natural attractive force various means for dark energy. In these theories, the geometrical a part of Einstein-Hilbert action is changed by adding the higher-order curvature invariants (Schmidt [7]). $f(R)$ gravity [8-10] represents a viable varied to dark energy and naturally provides rise to quick singularity-free solutions in early and late cosmic epochs [11-15].

In $f(R)$ theory, we have a tendency to use a general operate of Ricci scalar because the Lagrangian density. As a result of the looks of the operate of the Ricci scalar the ensuing field equation is fourth order, whereas the field equation in Einstein's relativity theory is second order. $f(R)$ theory was 1st projected by Buchdal [16]. theory gained further quality once a lot of developments by Starobinsky [17] and later following the conclusion of the discrepancy between theory and observation [18-28]. The foremost roomily discovered actual solutions in $f(R)$ gravity area unit the spherically symmetric solutions that were found by Multamaki and Vilja [29]. The precise solutions of $f(R)$ gravity coupled to nonlinear electrodynamics are studied by Hollestein and Lobo [30]. Azadi et al. [31] analyzed the static cylindrically symmetric vacuum solutions in Weyl coordinates in $f(R)$ gravity. The Godel sort models in $f(R)$ gravity are explored by Reboucas and Santos [32] and Santos et al. [33]. Shamir [34] analyzed some Bianchi sort cosmological models during this theory. Sebastiani and Zerbini [35] bestowed the non-constant curvature

vacuum solutions for the static spherically symmetric metrics in metric $f(R)$ gravity. Sharif and Shamir [36] studied actual vacuum solutions of Bianchi type-I and type-V space times in $f(R)$ theory of gravity. Sharif and Shamir [37] obtained non-vacuum solutions in Bianchi type-I and type-V exploitation perfect fluid in $f(R)$ gravity. Sharif and Shamir [38] investigated the energy distribution of some plane bilaterally symmetrical metrics in $f(R)$ theories of gravity with the belief of constant Ricci scalar. Sharif and Shamir [39] studied the constant curvature vacuum solutions of plane bilaterally symmetrical space time in metric $f(R)$ gravity by considering the power law model. Aktas et al. [40] have studied aeolotropic models in theory of $f(R)$ gravity. Adhav [41] mentioned the Kantowski-Sachs string cosmological model in $f(R)$ gravity. Singh et al. [42] studied purposeful variety of with power-law growth in aeolotropic model. Reddy et al. [43] studied vacuum solutions of Bianchi type-I and V models in $f(R)$ gravity with a special form of deceleration parameter. Recently, Zero Mass field with Bulk consistency for FRW reference system in $f(R)$ theory are mentioned by Katore et al. [44]. Katore and Shaikh [45] studied Bianchi type III Bulk viscous cosmological models in $f(R)$ gravity.

Cosmic strings have attracted many astrophysicists to try and do to realize a possible description of the primary stage of the universe. The study of cosmic strings in high-energy physics arises from the gauge theories with spontaneous broken symmetry. Once the big bang, it's believed that the universe would possibly want tough sort of section transitions by manufacturing vacuum domain structures like domain walls, strings and monopoles. The overall relativistic treatment of strings was initially done by Stachel [46] and Letelier [47-48]. Many relativists [49-64] studied numerous aspects of cosmic string cosmological models. Rao and Sireesha [65-67] investigated string cosmological models in scalar tensor theories of gravitation. Katore and Shaikh [68-70] obtained string cosmological models in numerous contexts. Recently, Adhav [71] studied B-III cosmic string cosmological models in $f(R)$ gravity. Recently, Katore [72] investigates Bianchi sort II VIII and IX string cosmological models within the context of $f(R)$ gravity. This motivates us to investigate Bianchi type VI₀ universe with effect of string in $f(R)$ gravity.

2. *$f(R)$ Gravity Formalism.* The $f(R)$ theory of gravity is the generalization of General Relativity. The action for this theory is given by

$$S = \int \sqrt{-g} \left(\frac{1}{16\pi G} f(R) - L_m \right) d^4x. \quad (1)$$

Here $f(R)$ is a general function of the Ricci Scalar, g is the determinant of the metric $g_{\mu\nu}$ and L_m is the metric Lagrangian that depends on $g_{\mu\nu}$. It is noted that this action is obtained just by replacing R by $f(R)$ in the standard Einstein-Hilbert action.

The corresponding field equations square measure found by varied the action with relevancy the metric $g_{\mu\nu}$

$$F(R)R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}f(R)g_{\mu\nu} - \nabla_\mu \nabla_\nu F(R) + g_{\mu\nu} \Theta F(R) = T_{\mu\nu}^M, \quad (2)$$

where

$$\Theta = \nabla^\mu \nabla_\mu, \quad F(R) = \frac{df(R)}{dR}, \quad (3)$$

∇_μ is the covariant derivative and $T_{\mu\nu}^M$ is the standard matter energy-momentum tensor derived from the Lagrangian L_m .

3. Metric and Field Equations. We take into account the space time metric of the spatially homogeneous and anisotropic Bianchi type VI_0 of the form

$$ds^2 = -dt^2 + A^2 dx^2 + B^2 e^{-2qx} dy^2 + C^2 e^{2qx} dz^2, \quad (4)$$

where A , B and C are the functions of t only and q is non-zero constant.

For Bianchi type VI_0 , the corresponding Ricci Scalar curvature model is given by

$$R = 2 \left[\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} - \frac{q^2}{A^2} + \frac{AB}{AB} + \frac{BC}{BC} + \frac{AC}{AC} \right], \quad (5)$$

where dot represents derivative with respect to t .

For cosmic strings, the energy momentum tensor T_{ij} is given by

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \lambda x_i x_j. \quad (6)$$

Here ρ is the rest energy density of the system of strings with massive particles attached to the strings and λ the tension density of the system of strings. As pointed out by Latelier [48] λ may be positive or negative, u^i describes the system of four velocities and x^i represents a direction of anisotropy, i.e. the direction of strings, we have

$$u^i u_i = -x^i x_i = -1 \quad \text{and} \quad u^i x_i = 0. \quad (7)$$

We consider $\rho = \rho_p + \lambda$ is the rest energy cloud of strings with particles attached to them, λ is the tension density of the string and ρ_p is the rest density of the particles u^i the cloud four-velocity and x^i to be along x -axis.

From Eqs. (6) and (7), in the co-moving co-ordinate system, we have

$$T_1^1 = -\lambda, \quad T_2^2 = T_3^3 = 0, \quad T_4^4 = -\rho, \quad T_i^j = 0, \quad i \neq j. \quad (8)$$

Using Eqs. (6)-(8), the corresponding field Eq. (2) for cosmic string in respect of the Bianchi type VI_0 space-time reduce to the following set of equations

$$\left(\frac{\dot{A}}{A} - 2 \frac{q^2}{A^2} + \frac{AB}{AB} + \frac{AC}{AC} \right) F + \frac{1}{2} f(R) + \ddot{F} + \left(\frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C} \right) \dot{F} = \lambda, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}\right)F + \frac{1}{2}f(R) + \bar{F} + \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{C}}{C}\right)\bar{F} = 0, \quad (10)$$

$$\left(\frac{\ddot{C}}{C} + \frac{\dot{A}\dot{C}}{AC} + \frac{\dot{B}\dot{C}}{BC}\right)F + \frac{1}{2}f(R) + \bar{F} + \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B}\right)\bar{F} = 0, \quad (11)$$

$$\left(\frac{\ddot{A}}{A} + \frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\ddot{C}}{C}\right)F + \frac{1}{2}f(R) + \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C}\right)\bar{F} = \rho, \quad (12)$$

$$q\left(\frac{\ddot{B}}{B} - \frac{\ddot{C}}{C}\right)F = 0. \quad (13)$$

From Eq. (13), we get

$$B = c_1 C,$$

where c_1 is the constant of integration.

Without loss of generality, we can consider $c_1 = 1$ for the sake of simplicity.

Hence we get

$$B = C \quad (14)$$

4. *Solutions of the Field Equations.* Using Eq. (14) in the field Eqs. (9)-(12), we get

$$\left(\frac{\ddot{A}}{A} + 2\frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} - 2\frac{q^2}{A^2}\right)F + \frac{1}{2}f(R) + \bar{F} + \left(2\frac{\dot{B}}{B}\right)\bar{F} = \lambda, \quad (15)$$

$$\left(\frac{\ddot{B}}{B} + \frac{\dot{A}\dot{B}}{AB} + \frac{\dot{B}^2}{B^2}\right)F + \frac{1}{2}f(R) + \bar{F} + \left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B}\right)\bar{F} = 0, \quad (16)$$

$$\left(\frac{\ddot{A}}{A} + 2\frac{\ddot{B}}{B}\right)F + \frac{1}{2}f(R) + \left(\frac{\dot{A}}{A} + 2\frac{\dot{B}}{B}\right)\bar{F} = \rho. \quad (17)$$

The physical quantities of observational interest in cosmology are spatial volume V , mean Hubble parameter H , the expansion scalar θ , the mean anisotropy parameter A_m , the shear scalar σ^2 and the deceleration parameter q . They are defined as:

$$\text{Spatial volume} \quad V = ABC. \quad (18)$$

$$\text{Mean Hubble parameter} \quad H = \frac{1}{3}\left(\frac{\dot{A}}{A} + \frac{\dot{B}}{B} + \frac{\dot{C}}{C}\right). \quad (19)$$

$$\text{Scalar expansion} \quad \theta = 3H. \quad (20)$$

$$\text{Anisotropic parameter} \quad A_m = \frac{1}{3}\sum_{i=1}^3\left(\frac{\Delta H_i}{H}\right)^2, \quad (21)$$

where H_i ($i = 1, 2, 3$) along directions of x , y and z axes which are the

directional Hubble parameters.

$$\text{Shear scalar} \quad \sigma^2 = \frac{3}{2} A_m H^2. \quad (22)$$

$$\text{Deceleration parameter} \quad q = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{H} \right) - 1. \quad (23)$$

Here the deceleration parameter q measures the rate of expansion of the universe. The sign of q indicates the state of expanding universe. If $q < 0$ then it represents inflation otherwise deflation if $q > 0$. While $q = 0$ shows expansion with constant velocity.

For Bianchi type VI₀ model, the average scale factor is defined as

$$a = (V^{1/3}). \quad (24)$$

Here we've 3 freelance field equations containing six unknowns $A, B, \lambda, \rho, F, f$, thus we tend to shall assume further conditions to get distinctive solutions of the field equations. For the whole determination of the precise solutions, extra constraints relating these parameters area unit needed. Solutions to the field equations may be generated by applying a law of variation for Hubble's parameter, that was initial planned by Berman [71] in FRW models which yields a constant value of deceleration parameter (DP). Cunha and Lima [72] favors recent acceleration and past slowing with high degree of applied mathematics confidence level by analyzing 3 SNe kind Ia samples. Singh and Debnath [73], Adhav et al. [74], Katore et al. [75] has outlined a special variety of deceleration parameter, so as to match this observation, as

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = -1 + \frac{\alpha}{1 + a^\alpha}, \quad (25)$$

where $\alpha > 0$, is a constant and a is mean scale factor of the universe.

After solving (25) one can obtain the mean Hubble parameter H as

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = k(1 + a^{-\alpha}), \quad (26)$$

where k is a constant of integration.

On integrating equation (26), we obtain the mean scale factor as

$$a = (e^{k\alpha t} - 1)^{1/\alpha}. \quad (27)$$

Using Eqs. (18), (24) and (27), we have

$$(e^{\alpha k t} - 1)^{3/\alpha} = AB^2. \quad (28)$$

In order to solve the above equations, we use a physical condition that the expansion scalar is proportional to shear scalar. We assume that the expansion θ in the model is proportional to the shears σ . This condition leads to

$$B = A^n, \quad (29)$$

where n is arbitrary constant.

According to Thorne [76] observations of rate redshift relation for collection sources recommend that Hubble expansion of the universe is identical concerning half-hour vary roughly (Kantowski and Sachs [77], Kristian and Sachs [78]) and redshift studies place the limit $\sigma/H \leq 0.30$. Collins et al. [79] mentioned the physical significance of this condition for perfect fluid and barotropic equation of state in an exceedingly additional general case. Recently, several authors have assumed this condition so as to get solutions of the field equations for various type's cosmological models [80-87].

Using Eqs. (28) and (29), we obtain

$$A = (e^{\alpha kt} - 1)^{3/\alpha(2n+1)}, \quad (30)$$

$$B = (e^{\alpha kt} - 1)^{3n/\alpha(2n+1)}. \quad (31)$$

Hence a Bianchi type VI₀ space-time describe by line element (1) corresponding to equations (30) and (31) can be written in the form

$$ds^2 = -dt^2 + (e^{\alpha kt} - 1)^{6/\alpha(2n+1)} dx^2 + (e^{\alpha kt} - 1)^{6n/\alpha(2n+1)} e^{-2qt} dy^2 + (e^{\alpha kt} - 1)^{6n/\alpha(2n+1)} e^{2qx} dz^2. \quad (32)$$

We also assume that the result established by Sharif and Shamir [36] in $f(R)$ gravity which shows that

$$F \propto a^m, \quad (33)$$

where m is an arbitrary constant, $a = (V)^{1/3}$ is a scale factor.

Eq. (33) leads to $F = la^m$, where the proportionality constant is l . Hence

$$F = l(e^{\alpha kt} - 1)^{m/\alpha}. \quad (34)$$

5. Physical and Kinematical Parameters of the model. It is well known that one can study the behavior of the physical and kinematical parameters either by observing the analytical expressions or by graphical representation. Using Eqs. (30) and (31), the spatial volume V of the universe is given by

$$V = (e^{\alpha kt} - 1)^{3/\alpha}. \quad (35)$$

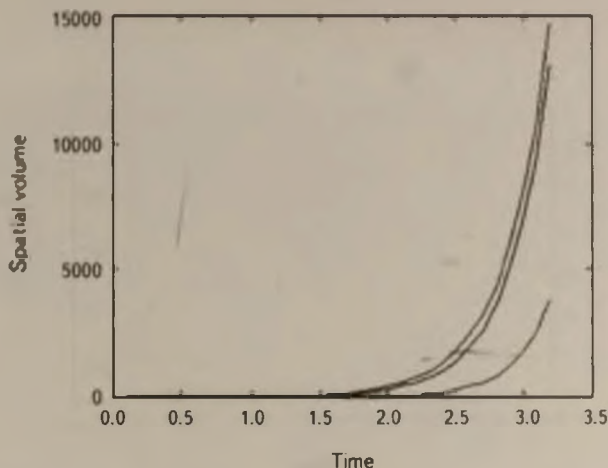
The spatial volume V vanishes at $t = 0$. It expands exponentially as t increases and becomes infinitely large as $t \rightarrow \infty$ as shown in Fig.1.

Using Eqs. (30) and (31), the directional Hubble parameters are found as

$$H_x = \left(\frac{3k}{2n+1} \right) \frac{e^{\alpha kt}}{e^{\alpha kt} - 1}, \quad (36)$$

$$H_y = H_z = \left(\frac{3nk}{2n+1} \right) \frac{e^{\alpha kt}}{e^{\alpha kt} - 1}. \quad (37)$$

Using Eqs. (16), (30) and (31), we obtain

Fig 1 Spatial volume vs time (for $\alpha = 0.5, 1, 2$).

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2}f(R) = & - \left[\frac{3\alpha nk^2}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left[\frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left(\frac{3n}{\alpha(2n+1)} - 1 \right) + 1 \right] + \right. \\
 & \left. + (1+n) \frac{9nk^2}{(2n+1)^2} \frac{e^{2\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^2} \right] \left[l_1 (e^{\alpha kt}-1)^{m/\alpha} \right] - \\
 & - \left[\frac{3k(n+1)}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \right] \left[l_1 mk \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^{1-(m/\alpha)}} \right] - \\
 & - \left[l_1 m \alpha k^2 \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^{1-(m/\alpha)}} \right] \left[1 + \left(\frac{m}{\alpha} - 1 \right) \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^{1-(m/\alpha)}} \right].
 \end{aligned} \quad (38)$$

Using Eqs. (17), (30) and (31), the Energy density as

$$\begin{aligned}
 \rho = & \left[\frac{3\alpha k^2}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left[\frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left(\frac{3}{\alpha(2n+1)} - 1 \right) + 1 \right] - \frac{3\alpha nk^2}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \right] \times \\
 & \times \left[\frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left(\frac{3n}{\alpha(2n+1)} - 1 \right) + 1 - (1+n) \frac{9nk^2}{(2n+1)^2} \frac{e^{2\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^2} \right] \left[l_1 (e^{\alpha kt}-1)^{m/\alpha} \right] + \\
 & + \left[\frac{3nk}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \right] \left[l_1 mk \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^{1-(m/\alpha)}} \right] - \\
 & - \left[l_1 m \alpha k^2 \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^{1-(m/\alpha)}} \right] \left[1 + \left(\frac{m}{\alpha} - 1 \right) \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^{1-(m/\alpha)}} \right].
 \end{aligned} \quad (39)$$

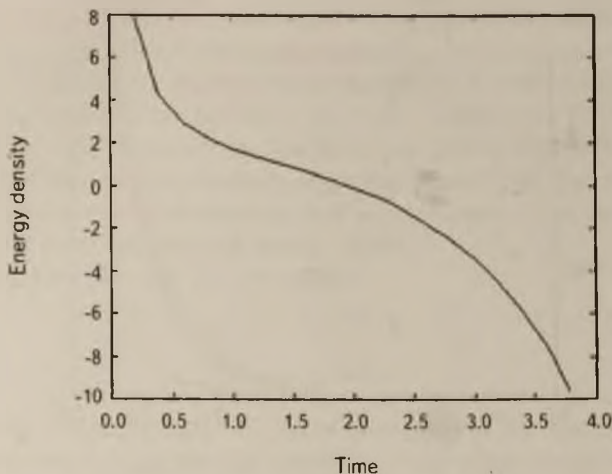


Fig.2. Energy density vs time.

At initial epoch, the energy density was positive and as time increases, it tends to be negative. The negative energy density does not violate any law of physics but this violates the weak energy condition. The negative energy density indicates that there is vacuum instability in the inertial frames at early stage of the evolution. The energy density decayed to be negative which resembles with Frampton [88], Katore and Shaikh [89].

Using Eqs. (15), (30) and (31), we have

$$\lambda = \left\{ \frac{3\alpha k^2}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left[\frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left(\frac{3}{\alpha(2n+1)} - 1 \right) + 1 \right] - \frac{3\alpha nk^2}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \right\} \times$$

$$\times \left[\frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \left(\frac{3n}{\alpha(2n+1)} - 1 \right) + 1 \right] + (1-n) \frac{9nk^2}{(2n+1)^2} \frac{e^{2\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^2} - \frac{2q^2}{(e^{\alpha kt}-1)^{6/\alpha(2n+1)}} \times$$

$$\times \left[l_1 (e^{\alpha kt}-1)^{m/\alpha} \right] + \left[\frac{3k(n-1)}{(2n+1)} \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)} \right] \left[l_1 mk \frac{e^{\alpha kt}}{(e^{\alpha kt}-1)^{1-(m/\alpha)}} \right]. \quad (40)$$

The Mean Hubble parameter H is given by

$$H = \frac{k e^{\alpha kt}}{e^{\alpha kt}-1}. \quad (41)$$

The expansion scalar is given by

$$\theta = \frac{3k e^{\alpha kt}}{e^{\alpha kt}-1}. \quad (42)$$

From Fig.3, we observe that the expansion scalar start with infinite value at $t=0$ and then rapidly becomes constant after some finite time.

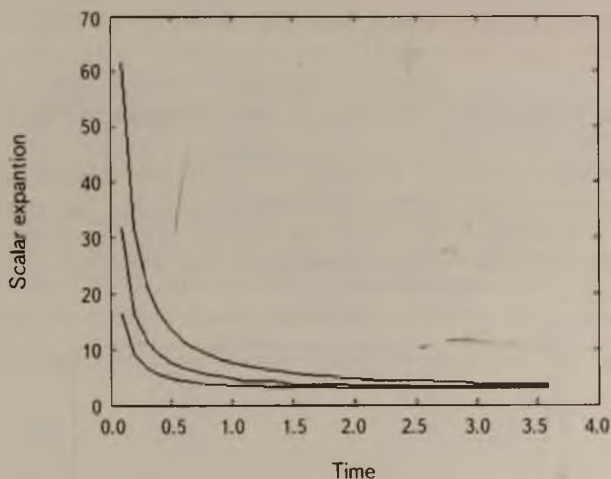


Fig.3. Scalar expansion vs time (for $\alpha = 0.5, 1, 2$).

The mean anisotropy parameter is given by

$$A_m = \frac{2(n-1)^2}{(2n+1)^2}. \quad (43)$$

The average anisotropic parameter remains constant throughout the evolution of the universe and it becomes zero when $n = 1$.

The shear scalar is given by

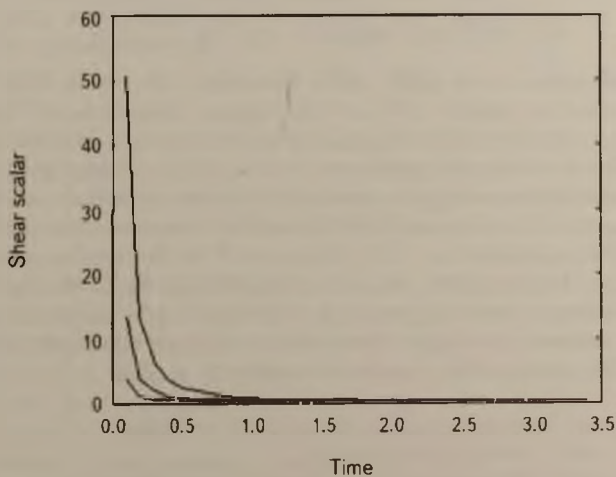


Fig.4. Shear scalar vs time (for $\alpha = 0.5, 1, 2$).

$$\sigma^2 = \frac{3k^2(n-1)^2}{(2n+1)^2} \frac{e^{2\alpha kt}}{(e^{\alpha kt} - 1)^2} \quad (44)$$

The shear scalar $\sigma \rightarrow \infty$ as time $t \rightarrow 0$ and decreases to null as time increases.

The deceleration parameter is within $-1 \leq q \leq 0.5$ that matches with the observations created by (Riess et al. [90]; Permuter et al. [91]) reveal that this universe is accelerating. The model has a transition of the universe from the first slowing part to the recent acceleration part (see, Fig.5) that agrees with recent observations.

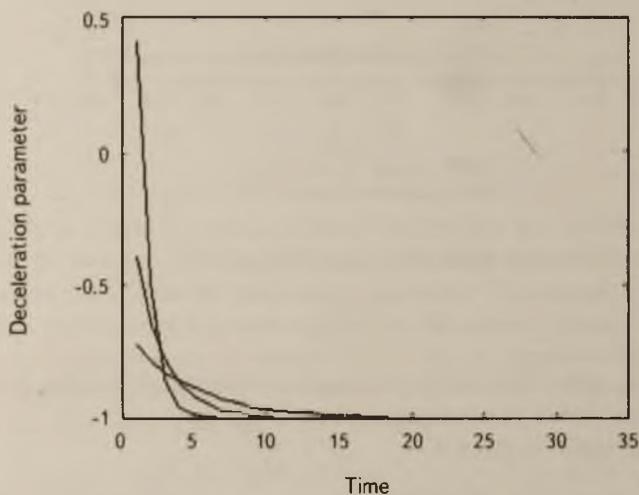


Fig.5. Deceleration Parameter vs time. (for $\alpha = 0.5, 1, 2$)

6. *Conclusion.* In this paper, we've got studied the cosmic string cosmological model for Bianchi - VI₀ in $f(R)$ gravity with a special form of deceleration parameter. During this model we tend to determined that the spatial volume is finite at $t=0$ and it expands as t will increase and becomes infinitely giant as $t \rightarrow \infty$ as shown in Fig.1. It's determined that the Expansion scalar starts with a finite worth at $t=0$, and as time will increase it decreases to a continuing worth and remains constant as $t \rightarrow \infty$. The value of the deceleration parameter q of the universe is in the range $-1 \leq q \leq 0.5$, as shown in Fig.5, which matches with the observations made by Knop et al. [92] that the present day universe is undergoing accelerated expansion. It's seen that, the results obtained here area unit kind of like the results obtained earlier by Reddy et al. [93].

¹ Department of Mathematics, S.G.B. Amravati University, India, e-mail: katoresd@rediffmail.com

² Department of Mathematics, Indira Gandhi Mahavidyalaya, India, e-mail: shaikh_2324ay@yahoo.com

АНИЗОТРОПНАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ С КОСМИЧЕСКИМИ СТРУНАМИ В $f(R)$ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

С.Д.КАТОРЕ, А.ШЕЙХ

Работа посвящена изучению пространства-времени типа Бианки VI_0 , наполненной космическими струнами, в рамках $f(R)$ теории гравитации. Изучены и указаны физические и кинематические свойства модели. Для этой модели дополнительно проведено действие $f(R)$ скаляра Риччи.

Ключевые слова: космическая струна; тип Бианки VI_0 ; теория $f(R)$

REFERENCES

1. *R.Ferraro, F.Fiorini*, Phys. Rev. D, **75**, 084031, 2007.
2. *G.R.Bengochea, R.Ferraro*, Phys. Rev. D, **79**, 124019, 2009.
3. *E.V.Linder*, Phys. Rev. D, **81**, 127301, 2010.
4. *S.M.Carroll, A. De Felice, V.Duvvuri et al.*, Phys. Rev. D, **71**, 063513, 2005.
5. *G.Cognola, E.Elizalde, S.Nojiri et al.*, Phys. Rev. D, **73**, 084007, 2006.
6. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **74**, 086005, 2006.
7. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, J. Phys. A, **40**, 6725, 2007a.
8. *H.J.Schmidt*, Int. J. Geom. Methods Mod. Phys., **4**, 209, 2007.
9. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys., **4**, 115, 2007, [arXiv:hep-th/0601213].
10. *R.Kerner*, Gen. Rel. Grav., **14**, 453, 1982.
11. *J.Barrow, A.Ottewill*, J. Phys., **A16**, 2757, 1983.
12. *S.Capozziello*, Int. J. Mod. Phys. D, **11**, 483, 2002.
13. *S.Capozziello, S.Carloni, A.Troisi*, in Recent Research Developments in Astron. Astrophys., RSP/AA/21-2003, [arXiv:astro-ph/0303041], 2003.
14. *S.M.Carroll, V.Duvvuri, M.Trodden, M.S.Turner*, Phys. Rev. D, **70**, 043528, 2004.
15. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **68**, 123512, 2003.
16. *H.A.Buchdahl*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **150**, 1, 1970.
17. *A.A.Starobinsky*, Phys. Lett. B, **91**, 99, 1980.
18. *T.Biswas, E.Gerwick, T.Koivisto, A.Mazumdar*, Phys. Rev. Lett., **108**, 031101, 2012, (Preprint 1110.5249).
19. *S.Carroll, V.Duvvuri, M.Turner, M.Trodden*, Phys. Rev. D, **70**, 2004.
20. *V.Faraoni*, arXiv preprint arXiv:0810.2602, 2008.
21. *T.P.Sotiriou, S.Liberati*, Ann. Phys., **322**, 935, 2007.
22. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Reports, **505**, 59-144, 2011.

23. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Rev. D, **74**, 086005, 2006.
24. *S.Nojiri, S.D.Odintsov*, Phys. Lett. B, **657**, 238, 2007.
25. *S.Srivastava*, International J. Theor. Phys., **47**, 1966, 2008.
26. *S.Capozziello, V.Cardone, A.Troisi*, J Cosmology and Astroparticle Phys., 2006001, 2006.
27. *A. De Felice, S.Tsujikawa*, Living Rev. Rel., **13**, 1002-4928, 2010.
28. *G Magnano, M.Ferraris, M.Francaviglia*, General relativity and gravitation **19**, 465, 1987.
29. *T.Multamäki, I.Vilja*, Phys. Rev. D, **74**, 064022, 2006.
30. *L.Hollestem, F.S.N.Lobo*, Phys. Rev. D, **78**, 124007, 2008.
31. *A.Azadi, D.Momeni, M.Nouri-Zonoz*, Phys. Lett. B, **670**, 210, 2008.
32. *M.J.Reboucas, J.Santos*, Phys. Rev. D, **80**, 063009, 2009.
33. *J.Santos, M.J.Reboucas, T.B.R.F.Oliveira*, Phys. Rev. D, **81**, 123017, 2010.
34. *M.F.Shamir*, Astrophys. Space Sci., **330**, 183, 2010.
35. *L.Sebastiani, S.Zerbini*, Eur. Phys. J. C, **71**, 1591, 2011.
36. *M.Sharif, M.F.Shamir*, Class. Quantum Grav., **26**, 235020, 2009.
37. *M.Sharif, M.F.Shamir*, arXiv:1005.2798v1 [gr-qc], 17 May 2010.
38. *M.Sharif, M.F.Shamir*, Gen. Relativ. Gravit., **42**, 1557, 2010a.
39. *M.Sharif, M.F.Shamir*, Mod. Phys. Lett. A, **25**, 1281, 2010b.
40. *C.Aktas et al.*, Phys. Lett. B, **707**, 237, 2012.
41. *K.S.Adhav*, Can. J. Phys., **90**, 119, 2012.
42. *V.Singh, C.P.Singh*, Astrophys. Space Sci., **346**, 285, 2013.
43. *D.R.K.Reddy et al.*, Int. Jou. Sci. Adv. Tech., **4**, 3, 23, 2014.
44. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh, N.K.Sarkate*, National Conference on Engineering Applications of Mathematics, 219-235, 2014.
45. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh*, The African Rev. Phys., **9**, 0054, 2014.
46. *J.Stachel*, Phys. Rev. D, **21**, 2171, 1980.
47. *P.S.Letelier*, Phys. Rev. D, **20**, 1249, 1979.
48. *P.S.Letelier*, Phys. Rev. D, **28**, 2414, 1983.
49. *A.Banerjee, A.K.Sanyal, S.Chakraborty*, Pramana - J. Phys., **34**, 1, 1990.
50. *K D Krori, T.Chaudhury, C.R.Mahanta, A Mazumder*, Gen. Relativ. Gravit., **22**, 123, 1990.
51. *X.X.Wang*, Chin. Phys. Lett., **20**, 615, 2003.
52. *X.X.Wang*, Chin. Phys. Lett., **20**, 1205, 2003.
53. *R.Bali, R.D.Upadhaya*, Astrophys. Space Sci., **283**, 97, 2002.
54. *A.Pradhan, A.K.Yadav, L.Yadav*, Czech. J. Phys., **55**, 503, 2005.
55. *M.K.Yadav, A.Rai, A.Pradhan*, Int. J. Theor. Phys., **46**, 2677, 2007.
56. *M K Yadav, A Pradhan, S.K.Singh*, Astrophys. Space Sci., **311**, 423, 2007
57. *R.Bali, Anjali*, Astrophys. Space Sci., **302**, 201, 2006.
58. *R.Bali*, Electron. J. Theor. Phys., **5**, 105, 2008.
59. *I.Yilmaz*, Gen. Relativ. Gravit., **38**, 1397, 2006,
60. *H.Baysal, I.Yavuz, I.Tarhan et al.*, Turk. J. Phys., **25**, 283, 2001.
61. *A.Pradhan*, Fizika B (Zagreb), **16**, 205, 2007.
62. *A.Pradhan, A.K.Yadav, R.P.Singh, V.K.Singh*, Astrophys. Space Sci., **312**, 145, 2007.

63. *A.Pradhan, M.K.Mishra, A.K.Yadav*, Rom. J. Phys., **54**, 747, 2009, arXiv:0705.1765 [gr-qc].
64. *A.K.Yadav, V.K.Yadav, L.Yadav*, Int. J. Theor. Phys., **48**, 568, 2009.
65. *V.U.M.Rao, K.V.S.Sireesha*, The European Phys. J. Plus, **127**, article 33, 2012.
66. *V.U.M.Rao, K.V.S.Sireesha*, Int. J. Theor. Phys., **51**, 10, 3013, 2012.
67. *V.U.M.Rao, K.V.S.Sireesha*, The European Phys. J. Plus, **127**, article 49, 2012.
68. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh*, Int. J. Theor. Phys., **51**(6), 1881, 2012.
69. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh*, Int. J. Modern Phys. A, **26**(09), 1651, 2011.
70. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh*, Rom. J. Phys., **59**, 7-8, 715, 2014.
71. *M.S.Bermann*, Nuovo Cimento B, **74**, 182, 1983.
72. *J.V.Cunha, J.A.S.Lima*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **390**, 210, 2008.
73. *A.K.Singh, U.Debnath*, Int. J. Theor. Phys., **48**(2), 351, 2009.
74. *Adhav et al.*, Astrophys. Space Sci., **345**(2), 405, 2013.
75. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh, S.A.Bhaskar*, Bulg. J. Phys., **41**, 34, 2014.
76. *K.S.Thorne*, Astrophys. J., **148**, 51, 1967.
77. *R.Kantowski, R.K.Sachs*, J. Math. Phys., **7**, 433, 1966.
78. *J.Kristian, R.K.Sachs*, Astrophys. J., **143**, 379, 1966.
79. *C.B.Collins, E.N.Glass, D.A.Wilkinson*, Gen. Relat. Gravit., **12**, 805, 1980.
80. *X.X.Wang*, Chin. Phys. Lett., **22**, 29, 2005.
81. *A.Pradhan*, Fizika B, **16**, 205, 2007.
82. *A.Pradhan, A.K.Yadav, R.R.Singh, V.K.Singh*, Astrophys. Space Sci., **312**, 3, 2007.
83. *A.Pradhan, A.K.Jotani, A.Singh*, Braz. J. Phys., **38**, 167, 2008.
84. *M.F.Shamir*, Gen. Relat. Grav., **42**, 1557, 2010.
85. *R.Venkateswarlu, J.Satish, K.P.Kumar*, Elect. J. Theor. Phys., **8**, 353, 2011.
86. *M.Sharif, S.Waheed*, Eur. Phys. J. C, **72**, 1876, 2012.
87. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh*, Bulg. J. Phys., **39**, 241, 2012.
88. *P.H.Frampton*, Mod. Phys. Lett. A, **19**, 801, 2004.
89. *S.D.Katore, A.Y.Shaikh*, Astrophys. Space Sci., 357:27, 2015.
90. *A.G.Riess et al.*, Astron. J., **116**, 1009, 1998.
91. *S.Perlmutter et al.*, Astrophys. J., **517**, 565, 1999.
92. *R.K.Knop et al.*, Astrophys. J., **598**, 102, 2003.
93. *D.R.K.Reddy et al.*, Int. J. Sci. Adv. Tech., **4**, 3, 23, 2014.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Рукописи должны представляться в двух экземплярах, отпечатанные с одной стороны листа А4 через 1.5 интервала компьютерного набора редактором MS WORD, используя Font 12 pt. Помимо отпечатанных экземпляров представляется дискета или же статья отправляется электронным путем на адрес редакции (astrofiz@sci.am). Рукопись подписывается всеми авторами. Указываются сведения об авторе: фамилия, имя, отчество, название учреждения, электронный адрес, а также ключевые слова не более 6.

2. Первая страница должна содержать название статьи, инициалы, фамилию автора и аннотацию на русском языке. На второй странице - название статьи (кратко и информативно), инициалы, фамилия автора и текст аннотации на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аннотации должны быть изложены главные результаты работы, без ссылок на литературу. Максимальный объем аннотации - 5% основного текста. Таблицы, список литературы, рисунки и подписи к рисункам печатаются на отдельных листах. Расположение таблиц и рисунков отмечается на полях основного текста. Аннотации, основной текст, список литературы и таблицы должны иметь одну общую нумерацию страниц. Их суммарный объем не должен превышать 16 стандартных страниц. Объем краткого сообщения - не более 4 стр.

Рукопись статьи должна быть разделена на пронумерованные разделы, начиная от 1 "Введение". Подразделы могут быть пронумерованы как 2.1, 2.2, ... и т.д. Все разделы должны иметь краткие информативные названия. Необходимые сокращения терминов или названий могут быть использованы во всей статье, но их объяснения даются один раз в скобках, при первом упоминании.

3. Рисунки должны быть выполнены предельно ясно и качественно. Не допускается их загромождение надписями. Необходимые объяснения могут быть даны в подписях, которые не должны повторяться в тексте. С учетом формата журнала размеры рисунков могут быть изменены редакцией. Рисунки необходимо отправить в виде jpg, bmp, eps файлов.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 58, 2015 год

<i>Абрамян А.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	401
<i>Абрамян М.Г.</i> Вихри во вращающемся гравитирующем газовом диске	105
<i>Авакян Р.М., Арутюнян Г.Г., Сушков С.В.</i> О некоторых свойствах стационарного гравитационного поля	431
<i>Адajian Г.С., Алавердян А.Г.</i> Горячие странные звезды. II. Численные результаты и обсуждение	91
<i>Адajian Г.С., Алавердян А.Г.</i> Горячие странные звезды. III. Устойчивость	311
<i>Адajian Г.С., Алавердян А.Г.</i> Горячие странные звезды. IV. Дефект массы и устойчивость	421
<i>Азатян Н.М.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	527
<i>Айрапетян М.В., Багдасарян Д.</i> Исследование релаксации угловой скорости пульсаров после скачков в рамках обратной задачи	251
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	145
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	235
<i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	571
<i>Акопян А.А.</i> Исследование переменности частоты супервспышек звезд солнечного типа	75
<i>Алавердян А.Г.</i> (см. <i>Адajian Г.С.</i>)	91
<i>Алавердян А.Г.</i> (см. <i>Адajian Г.С.</i>)	311
<i>Алавердян А.Г.</i> (см. <i>Адajian Г.С.</i>)	421
<i>Артамонов А.С.</i> (см. <i>Тараканов П.А.</i>)	585
<i>Арутюнян Г.А.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	513
<i>Арутюнян Г.Г.</i> (см. <i>Авакян Р.М.</i>)	431
<i>Багашвили С.Р.</i> (см. <i>Джапаридзе Д.Р.</i>)	609
<i>Багдасарян Д.С.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	235
<i>Багдасарян Д.</i> (см. <i>Айрапетян М.В.</i>)	251
<i>Багдасарян Д.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i>)	571
<i>Барсунова О.Ю., Гринин В.П., Сергеев С.Г., Семенов А.О., Шугаров С.Ю.</i> Переменные типа UX Ogi в скоплении IC 348	209
<i>Белоновский А.В.</i> (см. <i>Михайлов А.Г.</i>)	171
<i>Борчхадзе Т.М.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	341
<i>Булига С.Д.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	477
<i>Бхат Б., Прасад Л., Матпал Х., Матпал П.</i> Распределение солнечных вспышек по отношению к областям, покрываемым корональными извержениями масс (СМЕ) в период времени 1996-2012гг.	455
<i>Вавилова И.Б.</i> (см. <i>Добрычева Д.В.</i>)	183
<i>Варданян А.В.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i>)	527

<i>Вартанян Р.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	401
<i>Вартанян Ю.Л., Григорян А.К., Шагинян А.А.</i> Максимальная масса странных звезд и пульсары с наиболее точно измеренными массами	297
<i>Волобуева М.И., Тараканов П.А.</i> Движение планеты в атмосфере красного гиганта	465
<i>Ганиев Ж.М.</i> (см. <i>Таджибаев И.У.</i>)	197
<i>Гаудензи С.</i> (см. <i>Петросян Г.В.</i>)	541
<i>Герасим Р.В., Орлов В.В., Райков А.А.</i> Исследование крупномасш- табного распределения источников гамма-всплесков методом попарных расстояний	223
<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 Бюра- канского спектрального обзора неба. II	401
<i>Гишенг Ю.</i> (см. <i>Хин-Фа Денг</i>)	269
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Эволюция магнитных полей Ср-звезд на Главной последовательности. V	37
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Магнитные протозвезды	377
<i>Гнедин Ю.Н.</i> (см. <i>Михайлов А.Г.</i>)	173
<i>Гнедин Ю.Н., Пиотрович М.Ю., Силантьев Н.А., Нацелишвили Т.М., Булига С.Д.</i> Поляризация излучения и основные пара- метры околоядерной области в активных ядрах галактик	477
<i>Григорян А.К.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	297
<i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	209
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Области звездообразования в LDN 1667	413
<i>Гюльзадян М.В.</i> Спектральное исследование некоторых SBS галактик. Физические условия. Обилие кислорода и азота	365
<i>Джапаридзе Д.Р., Багашвили С.Р., Чаргейшвили Б.Б.</i> Исследование вращения Солнца с помощью корональных дыр	609
<i>Добрычева Д.В., Мельник О.В., Вавилова И.Б., Эльиш А.А.</i> Плотность окружения vs. Показатель цвета галактик на малых крас- ных смещениях	183
<i>Ефимов Ю.С.</i> (см. <i>Розенбуш А.Э.</i>)	57
<i>Кайсина Е.И.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	487
<i>Кайсин С.С.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	487
<i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Когошвили Н.Г.</i>)	341
<i>Караченцев И.Д., Кайсин С.С., Кайсина Е.И.,</i> Продолжение На обзора галактик местного объема	487
<i>Караченцев И.Д., Шарина М.Е., Макаров Д.И., Перепелицына Ю.А., Сафонова Е.С.</i> Новые лучевые скорости у карликовых галактик местного объема	331
<i>Кардона О.</i> (см. <i>Родригез-Мерино Л.</i>)	439

<i>Каторе С.Д., Шейх А.</i> Анизотропная космологическая модель с космическими струнами в $f(R)$ теории гравитации	615
<i>Кахиани В.</i> (см. <i>Хуцишвили Д.</i>)	601
<i>Квернадзе Т.</i> (см. <i>Хуцишвили Д.</i>)	601
<i>Когошвили Н.Г., Борчхадзе Т.М., Каллоглян А.Т.</i> Спиральные галактики с большей фракцией темной материи в пределах области 3-10 Мпк вокруг скоплений Вирго и Форнакс	341
<i>Костандян Г.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	401
<i>Крикорян Р.А.</i> К выводу уравнения движения заряженной точечной частицы из принципа Гамильтона	263
<i>Кулиджанишвили В.</i> (см. <i>Хуцишвили Д.</i>)	601
<i>Кумар С.</i> (см. <i>Саини С.</i>)	319
<i>Кумар С., Лал А.К., Саини С.</i> Вибрационная устойчивость дифференциально вращающихся политропных звезд	135
<i>Лал А.К.</i> (см. <i>Кумар С.</i>)	135
<i>Лал А.К.</i> (см. <i>Саини С.</i>)	319
<i>Ле Т.Д.</i> Новый предел на пространственные и временные изменения постоянной тонкой структуры, используя высокие красные смещения спектров квазаров	19
<i>Макаров Д.И.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	331
<i>Матпал Р.</i> (см. <i>Бхат Б.</i>)	455
<i>Матпал Х.</i> (см. <i>Бхат Б.</i>)	455
<i>Маурон Н.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	401
<i>Мельник О.В.</i> (см. <i>Добрычева Д.В.</i>)	183
<i>Михайлицкая Н.Г.</i> Исследование редкоземельных элементов в атмосфере α Ар-звезды HD 134214. Линии Nd II, Nd III, Gd II	549
<i>Михайлов А.Г., Гнедин Ю.Н., Белоновский А.В.</i> Определение величин спинов сверхмассивных черных дыр и магнитных полей в активных ядрах галактик	171
<i>Нацелишвили Т.М.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	477
<i>Ненши Р.</i> (см. <i>Петросян Г.В.</i>)	541
<i>Никогосян Е.Г., Арутюнян Г.А., Азатян Н.М.</i> Кратные звездные системы в молодом скоплении IRAS 05137+3919	513
<i>Никогосян Е.Г., Варданян А.В., Хачатрян К.Г.</i> Статистический анализ звезд с Na эмиссией в скоплении IC 348	527
<i>Нурутдинов С.Н.</i> (см. <i>Таджибаев И.У.</i>)	197
<i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Герасим Р.В.</i>)	223
<i>Паронян Г.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i>)	401
<i>Перепелицына Ю.А.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	331
<i>Петросян Г.В., Росси К., Гаудензи С., Ненши Р.</i> Холодные звезды, богатые кислородом в области Цефея. Новые наблюдения. III	541
<i>Пиотрович М.Ю.</i> (см. <i>Гнедин Ю.Н.</i>)	477
<i>Прасад Л.</i> (см. <i>Бхат Б.</i>)	455

<i>Райков А.А. (см. Герасим Р.В.)</i>	223
<i>Родригез-Мерино Л., Кардона О., Флорес А. Физические условия в областях образования линий звезд солнечного типа</i>	439
<i>Розенбуш А.Э., Ефимов Ю.С., Фотометрия, спектрометрия и поляриметрия FG Sge в активном состоянии</i>	57
<i>Росси К. (см. Петросян Г.В.)</i>	541
<i>Русей Д. (см. Гигоян К.С.)</i>	401
<i>Саини С. (см. Кумар С.)</i>	135
<i>Саини С., Кумар С., Лал А.К. Влияние вариации массы на радиальные колебания дифференциально вращающихся и приливно деформированных политропических звезд</i>	319
<i>Саркиссиан А. (см. Гигоян К.С.)</i>	401
<i>Сафонова Е.С. (см. Караченцев И.Д.)</i>	331
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В. Механизм радиоизлучения пульсаров</i>	145
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Багдасарян Д.С. Странные кварковые звезды с вращающимся сверхтекучим ядром</i>	235
<i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В., Багдасарян Д. Генерация и распределение магнитного поля в сверхпроводящих странных звездах</i>	571
<i>Семенов А.О. (см. Барсунова О.Ю.)</i>	209
<i>Сергеев С.Г. (см. Барсунова О.Ю.)</i>	209
<i>Силантьев Н.А. (см. Гнедин Ю.Н.)</i>	477
<i>Сихарулидзе М. (см. Хуцишвили Д.)</i>	601
<i>Сухарев А.Л. Исследование особенностей переменности внегалактических радиоисточников 3C 446 и BL Lac в сантиметровом диапазоне длин волн</i>	5
<i>Сушков С.В. (см. Авакян Р.М.)</i>	431
<i>Таджибаев И.У., Нуритдинов С.Н., Ганиев Ж.М. Системы шаровых скоплений звезд вокруг галактик. II. Случай спиральных и карликовых галактик</i>	197
<i>Тараканов П.А. (см. Волобуева М.И.)</i>	465
<i>Тараканов П.А., Артамонов А.С. Эволюция распределения момента импульса во внесолнечных планетных системах</i>	585
<i>Товмасын Г.М. Вращение скоплений галактик</i>	353
<i>Товмасын Г.М. Вращение групп галактик</i>	505
<i>Флорес А. (см. Родригез-Мерино Л.)</i>	439
<i>Хачатрян К.Г. (см. Никогосян Е.Г.)</i>	527
<i>Хин-Фа Денг, Гуишенг Ю. Связь между морфологическим типом и концентрическими индексами различных фотометрических полос</i>	269
<i>Хин-Фа Денг (см. Цанг Ф.)</i>	27
<i>Хуцишвили Д., Хуцишвили Э., Квернадзе Т., Кулиджанишвили В., Кахиани В., Сихарулидзе М. Изменения ширины спект-</i>	

ральной линии в хромосфере Солнца	601
<i>Хуцишвили Э.</i> (см. <i>Хуцишвили Д.</i>)	601
<i>Цанг Ф., Хин-Фа Денг.</i> Зависимость скопления галактик от $u-r$ цвета в главном галактическом образце SDSSDR 10	27
<i>Чаргейшвили Б.Б.</i> (см. <i>Джапаридзе Д.Р.</i>)	609
<i>Чирде В.Р., Шех С.Х.</i> Космологическая модель с темной энергией в модифицированной теории гравитации	121
<i>Шагинян А.А.</i> (см. <i>Вартанян Ю.Л.</i>)	297
<i>Шейх А.</i> (см. <i>Каторе С.Д.</i>)	615
<i>Шарина М.Е.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i>)	331
<i>Шех С.Х.</i> (см. <i>Чирде В.Р.</i>)	121
<i>Шугаров С.Ю.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	209
<i>Шульман С.Г.</i> Взаимодействие аккреционного диска с магнитосферой звезды: эффект магнитного пропеллера в баллистическом приближении	279
<i>Элсанори В.</i> Рассмотрение некоторых астрометрических и кинемати- ческих характеристик открытого скопления М 67	559
<i>Эльиив А.А.</i> (см. <i>Добрычева Д.В.</i>)	183

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Исследование особенностей переменности внегалактических радиоисточников 3C 446 и BL Lac в сантиметровом диапазоне длин волн

А.Л. Сухарев 5

Новый предел на пространственные и временные изменения постоянной тонкой структуры, используя высокие красные смещения спектров квазаров

Т.Д. Ле 19

Зависимость скопления галактик от u -г цвета в главном галактическом образце SDSS DR10

Ф. Цанг, Хин-Фа Денг 27

Эволюция магнитных полей CP-звезд на Главной последовательности. V

Ю.В. Глаголевский 37

Фотометрия, спектрометрия и поляриметрия FG Sge в активном состоянии

А. Э. Розенбуш, Ю. С. Ефимов 57

Исследование переменности частоты супервспышек звезд солнечного типа

А.А. Акопян 75

Горячие странные звезды. II. Численные результаты и обсуждение

Г.С. Аджян, А.Г. Алавердян 91

Вихри во вращающемся гравитирующем газовом диске

М.Г. Абрамян 105

Космологическая модель с темной энергией в модифицированной теории гравитации

В.Р. Чирде, С.Х. Шех 121

Вибрационная устойчивость дифференциально вращающихся полиотропных звезд

С. Кумар, А.К. Лал, С. Саини 135

ОБЗОРЫ

Механизм радиоизлучения пульсаров

Д.М. Седракян, М.В. Айрапетян 145

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Определение величин спинов сверхмассивных черных дыр и магнитных полей в активных ядрах галактик	
<i>А.Г.Михайлов, Ю.Н.Гнедин, А.В.Белоновский</i>	171
Плотность окружения vs. показатель цвета галактик на малых красных смещениях	
<i>Д.В.Добрычева, О.В.Мельник, И.Б.Вавилова, А.А.Эльиш</i>	183
Системы шаровых скоплений звезд вокруг галактик. II. Случаи спиральных и карликовых галактик	
<i>И.У.Таджибаев, С.Н.Нуритдинов, Ж.М.Ганиев</i>	197
Переменные типа UX Ori в скоплении IC 348	
<i>О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, С.Г.Сергеев, А.О.Семенов, С.Ю.Шугаров</i>	209
Исследование крупномасштабного распределения источников гамма-всплесков методом попарных расстояний	
<i>Р.В.Герасим, В.В.Орлов, А.А.Райков</i>	223
Странные кварковые звезды с вращающимся сверхтекучим ядром	
<i>Д.М.Седракан, М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян</i>	235
Исследование релаксации угловой скорости пульсаров после скачков в рамках обратной задачи	
<i>М.В.Айрапетян, Д.Багдасарян</i>	251
К выводу уравнения движения заряженной точечной частицы из принципа Гамильтона	
<i>Р.А.Крикorian</i>	263
Связь между морфологическим типом и концентрическими индексами различных фотометрических полос	
<i>Хин-Фа Денг, Гишенг Ю</i>	269
Взаимодействие аккреционного диска с магнитосферой звезды: эффект магнитного пропеллера в баллистическом приближении	
<i>С.Г.Шульман</i>	279
Максимальная масса странных звезд и пульсары с наиболее точно измеренными массами	
<i>Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, А.А.Шагинян</i>	297
Горячие странные звезды. III. Устойчивость	
<i>Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян</i>	311
Влияние вариации массы на радиальные колебания дифференциально вращающихся и приливно деформированных политропических звезд	
<i>С.Саини, С.Кумар, А.К.Лал</i>	319

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Новые лучевые скорости у карликовых галактик местного объема <i>И.Д. Караченцев, М.Е. Шарина, Д.И. Макаров,</i> <i>Ю.А. Перепелицына, Е.С. Сафонова</i>	311
Спиральные галактики с большей фракцией темной материи в пределах области 3-10 Мпк вокруг скоплений Вирго и Форнакс <i>Н.Г. Когошвили, Т.М. Борчхадзе, А.Т. Каллоглян</i>	341
Вращение скоплений галактик <i>Т.М. Товмасын</i>	353
Спектральное исследование некоторых SBS галактик. Физические условия. Обилие кислорода и азота <i>М.В. Гюльзадян</i>	365
Магнитные протозвезды <i>Ю.В. Глаголевский</i>	377
Исследование слабых галактических углеродных звезд из первого Бюраканского спектрального обзора неба. II <i>К.С. Гигоян, А. Саркиссиан, Д. Русей, Н. Маурон, Г. Костандян,</i> <i>Р. Вартамян, А.В. Абрамян, Г. Паронян</i>	401
Области звездообразования в LDN 1667 <i>А.Л. Гюльбудагян</i>	413
Горячие странные звезды. IV. Дефект массы и устойчивость <i>Г.С. Аджян, А.Г. Алавердян</i>	421
О некоторых свойствах стационарного гравитационного поля <i>Р.М. Авакян, Г.Г. Арутюнян, С.В. Сушков</i>	431
Физические условия в областях образования линий звезд солнечного типа <i>Л. Родригез-Мерино, О. Кардона, А. Флорес</i>	439
Распределение солнечных вспышек по отношению к областям, покрываемыми корональными извержениями масс (СМЕ) в период времени 1996-2012гг. <i>Б. Бхат, Л. Прасад, Х. Матпал, Р. Матпал</i>	455
Движение планеты в атмосфере красного гиганта <i>М.И. Волобуева, П.А. Тараканов</i>	465

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Поляризация излучения и основные параметры окооядерной области в активных ядрах галактик <i>Ю.Н.Гнедин, М.Ю.Пиотрович, Н.А.Силантьев, Т.М.Нацвлишвили, С.Д.Булига</i>	477
Продолжение На обзора галактик местного объема <i>И.Д.Караченцев, С.С.Кайсин, Е.И.Кайсина</i>	487
Вращение групп галактик <i>Г.М.Товмасын</i>	505
Кратные звездные системы в молодом скоплении IRAS 05137+3919 <i>Е.Г.Никогосян, Г.А.Арутюнян, Н.М.Азатян</i>	513
Статистический анализ звезд с $\text{H}\alpha$ эмиссией в скоплении IC 348 <i>Е.Г.Никогосян, А.В.Варданян, К.Г.Хачатрян</i>	527
Холодные звезды, богатые кислородом в области Цефея. Новые наблюдения. III <i>Г.В.Петросян, К.Росси, С.Гаундензи, Р.Неши</i>	541
Исследование редкоземельных элементов в атмосфере γ Ар-звезды HD 134214. Линии Nd II, Nd III, Gd II <i>Н.Г.Михайлицкая</i>	549
Рассмотрение некоторых астрономических и кинематических характеристик открытого скопления М 67 <i>В.Элсанори</i>	559
Генерация и распределение магнитного поля в сверхпроводящих странных звездах <i>Д.М.Седракан, М.В.Айрапетян, Д.Багдасарян</i>	571
Эволюция распределения момента импульса во внесолнечных планетных системах <i>П.А.Тараканов, А.С.Артамонов</i>	585
Изменения ширины спектральной линии в хромосфере Солнца <i>Д.Хуцишвили, Э.Хуцишвили, Т.Квернадзе, В.Кулиджанишвили, В.Кахиани, М.Сихарулидзе</i>	601
Исследование вращения Солнца с помощью корональных дыр <i>Д.Р.Джапаридзе, С.Р.Багашвили, Б.Б.Чаргейшвили</i>	609
Анизотропная космологическая модель с космическими струнами в $f(R)$ теории гравитации <i>С.Д.Каторе, А.Шейх</i>	615

CONTENTS

Number 1

Study features of variability extragalactic radio sources 3C 446 and BL Lac in the centimeter wavelength range	<i>A.L.Sukharev</i>	5
New limit on the spatial and temporal variations of the fine-structure constant using high redshifts of quasar spectra	<i>T.D.Le</i>	19
u-r color dependence of galaxy clustering in the main galaxy sample of SDSS DR10	<i>Fuyang Zhang, Xin-Fa Deng</i>	27
Evolution of the magnetic fields of main sequence CP stars. V	<i>Yu. V.Glagolevskij</i>	37
Photometry, spectrometry and polarimetry FG Sge during active state	<i>A.E.Rosenbush, Yu.S.Efimov</i>	57
Investigation of superflares frequency variability of solar-type stars	<i>A.A.Akopian</i>	75
Hot strange stars II. Numerical results and discusion	<i>G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan</i>	91
Vortices in rotating gravitating gaseous disk	<i>M.G.Abrahamyan</i>	105
Dark energy cosmological model in a modified theory of gravity	<i>V.R.Chirde, S.H.Shekh</i>	121
Vibrational stability of differentially rotating polytropic stars	<i>Sunil Kumar, A.K.Lal, Seema Saini</i>	135
REVIEWS		
The mechanism of pulsars radio emission	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan</i>	145

CONTENTS

Number 2

Calculation of the spin of supermassive black holes and magnetic fields in active galactic nuclei	<i>A.G.Mikhailov, Y.N.Gnedin, A.V.Belonovsky</i>	171
Environmental density vs. colour indices of the low-redshift galaxies	<i>D.V.Dobrycheva, O.V.Melnyk, I.B.Vavilova, A.A.Elyiv</i>	183
Globular star cluster systems around galaxies. II. The cases of spiral and Dwarf galaxies	<i>I.U.Tadjibaev, S.N.Nuritdinov, J.M.Ganiev</i>	197
UX Ori type stars in the young cluster IC 348	<i>O.Yu.Barsunova, V.P.Grinin, S.G.Sergeev, A.O.Semenov, S.Yu.Shugarov</i>	209
Study of large-scale distribution of gamma-ray bursts by pairwise distances	<i>R.V.Gerasim, V.V.Orlov, A.A.Raikov</i>	223
Strange quark stars with rotating superfluid core	<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, D.S.Baghdasaryan</i>	235
Investigation of the pulsars post-glitch relaxation in the context of inverse problem	<i>M.V.Hayrapetyan, D.Baghdasaryan</i>	251
Note on the derivation of the equation of motion of a charged point-particle from Hamilton's principle	<i>R.A.Krikorian</i>	263
Correlation between the morphological type and different photometric band concentration indexes	<i>Xin-Fa Deng, Guisheng Yu</i>	269
Interaction of an accretion disc with a magnetosphere: The propeller regime in the ballistic approach	<i>S.G.Shulman</i>	279
The maximum masses of strange stars and pulsars with more exactly measured masses	<i>Yu.L.Vartanyan, A.K.Grigoryan, H.A.Shahinyan</i>	297
Hot strange stars III. Stability	<i>G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan</i>	311
Effect of mass variation on the radial oscillations of differentially rotating and tidally distorted polytropic stars	<i>Seema Saini, Sunil Kumar, A.K.Lal</i>	319

CONTENTS

Number 3

New radial velocities for dwarf galaxies in the local volume	
<i>I.D.Karachentsev, M.E.Sharina, D.I.Makarov,</i> <i>Yu.A.Perepelitsyna, E.S.Safonova</i>	331
Spiral galaxies with larger Fraction of dark matter in the region 3-10 Mpc around Virgo and Fornax clusters	
<i>N.Kogoshvili, T.Borchkhadze, A.T.Kalloghlian</i>	341
The rotation of galaxy clusters	
<i>H.M.Tovmassian</i>	353
The spectral investigation of some SBS galaxies. The physical conditions. Oxygen and nitrogen abundance	
<i>M.V.Gyulzadyan</i>	365
The magnetic protostars	
<i>Yu.V.Glagolevskij</i>	377
Investigation of faint galactic Carbon stars from the first Byurakan spectral sky survey. II. Early-type Carbon stars	
<i>K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, D.Russeil, N.Mauron, G.Kostandyan,</i> <i>R.Vartanian, H.V.Abrahamyan, G.M.Paronyan</i>	401
Star forming regions in LDN 1667	
<i>A.L.Gyulbudaghian</i>	413
Hot strange stars. IV. Mass defect and stability	
<i>G.S.Hajyan, A.G.Alaverdyan</i>	421
On some properties of the stationary gravitational field	
<i>R.M.Avagyan, G.H.Harutyunyan, S.V.Sushkov</i>	431
Strong limit on the spatial and temporal variations of the fine-structure constant from analysis of distant quasar spectra	
<i>T.D.Le</i>	439
Physical conditions in regions of line formation of solar type stars	
<i>L.H.Rodriguez-Merino, O.Cardona, A.Flores</i>	447
Distribution of solar flares with respect to associated Coronal mass ejection (CME) span during 1996 to 2012	
<i>B.Bhatt, L.Prasad, H.Mathpal, R.Mathpal</i>	463
Planet motion in a red giant star atmosphere	
<i>M.I.Volobueva, P.A.Tarakanov</i>	473

CONTENTS

Number 4

Polarization of radiation and the basic parameters of circumnuclear region of active galactic nuclei	
<i>Yu.N.Gnedin, M.Yu.Piotrovich, N.A.Silant'ev, T.M.Natsvlishvili, S.D.Buliga</i>	477
Extending the H α survey for the local volume galaxies	
<i>I.D.Karachentsev, S.S.Kaisin, E.I.Kaisina</i>	487
The rotation of groups of galaxies	
<i>H.M.Tovmassian</i>	505
Multiple systems in the young stellar cluster JRAS 05137+3919	
<i>E.H.Nikoghosyan, H.A.Harutyunian, N.M.Azatyan</i>	513
The statistical analysis of stars with H α emission in IC 348 cluster	
<i>E.H.Nikoghosyan, A.V.Vardanyan, K.G.Khachatryan</i>	527
Oxygen rich cool stars in the cepheus region new observations. III	
<i>G.V.Petrosyan, C.Rossi, S.Gaudenzi, R.Nesci</i>	541
A study of rare earth elements in the atmospheres of roAp-star HD 134214. Lines Nd II, Nd III, Gd II	
<i>N.G.Mykhailytskaya</i>	549
Some astrometric and kinematic characteristics of the M67 open cluster	
<i>W.H.Elsanhoury</i>	559
Generation and distribution of magnetic field in superconducting strange stars	
<i>D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, D.S.Baghdasaryan</i>	571
Evolution of an angular momentum distribution in exoplanet systems	
<i>P.A.Tarakanov, A.S.Artamonov</i>	585
Variation of spectral line width in solar chromosphere	
<i>D.Khutsishvili, E.Khutsishvili, T.Kvernadze, V.Kulidzanishvili, V.Kakhiani, M.Sikharulidze</i>	601
Study of solar rotation using coronal holes	
<i>D.R.Japaridze, S.R.Bagashvili, B.B.Chargeishvili</i>	609
Anisotropic cosmological model with cosmic string in $f(R)$ theory of gravity	
<i>S.D.Katore, A.Y.Shaikh</i>	615

CONTENTS

Polarization of radiation and the basic parameters of circumnuclear region of active galactic nuclei

*Yu.N.Gnedin, M.Yu.Piotrovich, N.A.Silant'ev,
T.M.Natsvlishvili, S.D.Buliga* 477

Extending the H α survey for the local volume galaxies

I.D.Karachentsev, S.S.Kaisin, E.I.Kaisina 487

The rotation of groups of galaxies

H.M.Tovmassian 505

Multiple systems in the young stellar cluster IRAS 05137+3919

E.H.Nikoghosyan, H.A.Harutyunian, N.M.Azatyán 513

The statistical analysis of stars with H α emission in IC 348 cluster

E.H.Nikoghosyan, A.V.Vardanyan, K.G.Khachatryan 527

Oxygen rich cool stars in the cepheus region new observations. III

G.V.Petrosyan, C.Rossi, S.Gaudenzi, R.Nesci 541

A study of rare earth elements in the atmospheres of roAp-star HD 134214. Lines Nd II, Nd III, Gd II

N.G.Mykhailytskaya 549

Some astrometric and kinematic characteristics of the M67 open cluster

W.H.Elsanhoury 559

Generation and distribution of magnetic field in superconducting strange stars

D.M.Sedrakian, M.V.Hayrapetyan, D.S.Baghdasaryan 571

Evolution of an angular momentum distribution in exoplanet systems

P.A.Tarakanov, A.S.Artamonov 585

Variation of spectral line width in solar chromosphere

*D.Khutsishvili, E.Khutsishvili, T.Kvernadze, V.Kulidzanishvili,
V.Kakhiani, M.Sikharulidze* 601

Study of solar rotation using coronal holes

D.R.Japaridze, S.R.Bagashvili, B.B.Chargeishvili 609

Anisotropic cosmological model with cosmic string in $f(R)$ theory of gravity

S.D.Katore, A.Y.Shaikh 615

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В
АТМОСФЕРЕ γ Ar-ЗВЕЗДЫ HD 134214. ЛИНИИ
Nd II, Nd III, Gd II

Н.Г.Михайлицкая 549

РАССМОТРЕНИЕ НЕКОТОРЫХ АСТРОМЕТРИЧЕСКИХ И
КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТКРЫТОГО
СКОПЛЕНИЯ M 67

В.Элсанори 559

ГЕНЕРАЦИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРАННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.Багдасарян 571

ЭВОЛЮЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА ВО
ВНЕСОЛНЕЧНЫХ ПЛАНЕТНЫХ СИСТЕМАХ

П.А.Тараканов, А.С.Артамонов 585

ИЗМЕНЕНИЯ ШИРИНЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ В ХРО-
МОСФЕРЕ СОЛНЦА

Д.Хуцишвили, Э.Хуцишвили, Т.Квернадзе, В.Кулиджанишвили,

В.Кахиани, М.Сихарулидзе 601

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА С ПОМОЩЬЮ
КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

Д.Р.Джапаридзе, С.Р.Багашвили, Б.Б.Чаргейшвили 609

АНИЗОТРОПНАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ С КОСМИ-
ЧЕСКИМИ СТРУНАМИ В $f(R)$ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

С.Д.Каторе, А.Шейх 615