

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 58

АВГУСТ, 2015

ВЫПУСК 3

НОВЫЕ ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ У КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА

*И.Д.Караченцев, М.Е.Шарина, Д.И.Макаров,
Ю.А.Перепелицына, Е.С.Сафонова* 331

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ С БОЛЬШЕЙ ФРАКЦИЕЙ ТЕМ- НОЙ МАТЕРИИ В ПРЕДЕЛАХ ОБЛАСТИ 3-10 Мпк ВОКРУГ СКОПЛЕНИЙ ВИРГО И ФОРНАКС

Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян 341

ВРАЩЕНИЕ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Г.М.Товмасян 353

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ SBS ГАЛАК- ТИК. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ. ОБИЛИЕ КИСЛОРОДА И АЗОТА

М.В.Гюльзадян 365

МАГНИТНЫЕ ПРОТОЗВЕЗДЫ

Ю.В.Глаголевский 377

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. II

*К.С.Гигоян, А.Саркиссиан, Д.Русей, Н.Маурон, Г.Костандян,
Р.Вартанян, А.В.Абрамян, Г.Паронян* 401

(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.Գրիմին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլոդյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեւյան (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.Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

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

Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.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 գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2015

НОВЫЕ ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ У КАРЛИКОВЫХ ГАЛАКТИК МЕСТНОГО ОБЪЕМА

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ, М.Е.ШАРИНА, Д.И.МАКАРОВ,
Ю.А.ПЕРЕПЕЛИЦЫНА, Е.С.САФОНОВА

Поступила 7 мая 2015

Представлены лучевые скорости для 5 слабых карликовых галактик, измеренных на 6-м телескопе. Все галактики подтверждены как очень близкие объекты. Две из них KK 135 (dIr) и UGC 1703 (dSph/dTr) оказались местными изолированными карликами а три - UGCA 127 sat (dIr), NGC 2683 dw1 (dIr) и NGC 891 dwA (dTr) принадлежат к спутникам близких массивных спиралей.

Ключевые слова: *галактики: лучевые скорости*

1. *Введение.* В астрономической литературе существует множество каталогов галактик, которые ограничены по предельному потоку объектов в оптическом, инфракрасном диапазоне, или же потоку в радиолинии 21 см [1-4]. Краан-Кортевег и Тамманн [5] обосновали необходимость создания каталога с ограничением галактик по расстоянию, а не по потоку (видимой величине). Потребность в представительной выборке близких галактик внутри фиксированного объема диктуется также необходимостью сравнения с наблюдательными данными различных "mock"-каталогов, производимых при численном моделировании крупномасштабной структуры вселенной [6,7]. Каталог [5] насчитывал всего 179 галактик с ожидаемыми расстояниями в пределах 10 Мпк. Очевидная трудность составления такого каталога была обусловлена отсутствием в то время надежных оценок расстояния даже для самых близких и ярких галактик. Ситуация кардинально изменилась в последние два десятилетия, когда массовые измерения расстояний начали осуществляться на космическом телескопе Хаббла. Итоги этих измерений основывающихся на светимости звезд верхушки ветви красных гигантов представлены в каталоге близких галактик CNG [8] и базе внегалактических расстояний EDD [9]. Обновленный и дополненный каталог UNGC [10] содержит 869 галактик, т.е. почти в пять раз больше, чем начальная выборка [5]. В каталог UNGC включались галактики с лучевыми скоростями относительно центроида Местной группы $V_{LG} < 600$ км/с или же галактики с индивидуальными оценками расстояния $D < 11$ Мпк.

На момент опубликования UNGC (2013г.) у половины галактик каталога расстояния были измерены с погрешностью не хуже 10%. В то же время

для 108 галактик (12% выборки) отсутствуют данные о лучевых скоростях. Большинство из них отличаются низкой поверхностной яркостью, не содержат HII-областей и заметного количества нейтрального водорода. Такие объекты со старым звездным населением располагаются обычно вблизи галактик высокой светимости, подвергаясь выметанию газа из мелкой потенциальной ямы карлика при взаимодействии с массивным соседом. В последние годы число галактик в Местном объеме ($D < 11$ Мпк) с низкой поверхностной яркостью быстро возрастает благодаря целенаправленным поискам карликовых спутников вокруг массивных близких галактик, фотографируемых на телескопах малого диаметра, но с очень длинными экспозициями [11-13].

Среди карликовых галактик без лучевых скоростей имеется небольшое количество тех, что не ассоциируются с яркими галактиками. Каталог UNGC содержит всего 17 таких объектов. Два из них: КК 258 и ККs3 оказались очень близкими изолированными системами на расстоянии ~ 2 Мпк [14,15]. Измерение лучевых скоростей у этой малочисленной категории галактик является важным шагом для понимания их природы. Подчеркнем, что происхождение изолированных сфероидальных (dSph) карликовых галактик пока что не находит убедительного объяснения в современных космологических моделях.

2. Наблюдения и обработка данных. Спектральные наблюдения галактик Местного объема, не имеющих оценок лучевых скоростей, проводились на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук. В наблюдениях использовался универсальный редуктор светосилы SCORPIO в режиме "длинной щели" [16] со спектральным разрешением $\sim 10 \text{ \AA} / \text{пиксел}$. Табл.1 представляет список наблюдавшихся галактик, даты наблюдений, времена экспозиций, среднее качество изображений, а также использованные дифракционные решетки.

Редукция спектров, зарегистрированных на ПЗС, проводилась в стандартной системе MIDAS с помощью пакета LONG. Определение

Таблица 1

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Галактика	Дата	Экспозиция с	Изображение "	Решетка
KK135	25.02.2015	2 x 1200	1.7	VPHG550G
UGCA 127 sat	28.10.2014	300, 900	1.3	VPHG1200B
UGC1703	26.10.2014	4 x 1200	1.2	VPHG1200B
UGC1703	28.10.2014	8 x 1200	1.1	VPHG1200B
NGC 2683 dw1	29.10.2014	2 x 900	0.9	VPHG1200B
[TT2009]25	19.02.2015	3 x 1200	3.0	VPHG1200G
NGC672 dwD	23.01.2015	2 x 600	1.0	VPHG1200R

лучевой скорости объекта было выполнено двумя способами: по измерению отдельных эмиссионных или абсорбционных линий или же методом кросскорреляции с опорным спектром.

Результаты наших наблюдений приведены в табл.2. Первый и второй столбцы таблицы содержат имя галактики и ее координаты на эпоху (J2000.0), третий - интегральную B -величину, четвертый и пятый - морфологический тип и абсолютную величину, шестой и седьмой - гелиоцентрическую лучевую скорость и ошибку ее измерения.

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ НАБЛЮДАВШИХСЯ ГАЛАКТИК

Галактика	RA (J2000.0) Dec	B зв. вел.	Тип	M_B	V_h км/с	σ_V км/с
KK 135	121934.7+580234	18.1	dIr	-10.2	215	40
UGCA 127 sat	062054.8-083901	16.9	dIr	-16.3	708	26
UGC 1703	021255.8+324851	17.0	dSph	-11.5	40	20
NGC 2683 dw1	085326.8+331820	19.5	dIr	-12.0	380	25
[TT2009]25	022112.4+422150	17.9	dTr	-12.3	692	58
NGC 672 dwD	014738.4+272620	18.7	S	-19.6	29860	110

3. Обсуждение результатов. Кратко отметим некоторые особенности наблюдавшихся галактик.

3.1. $KK\ 135 = PGC\ 166130 = SDSS\ J121934.68+580234.4$. Эта

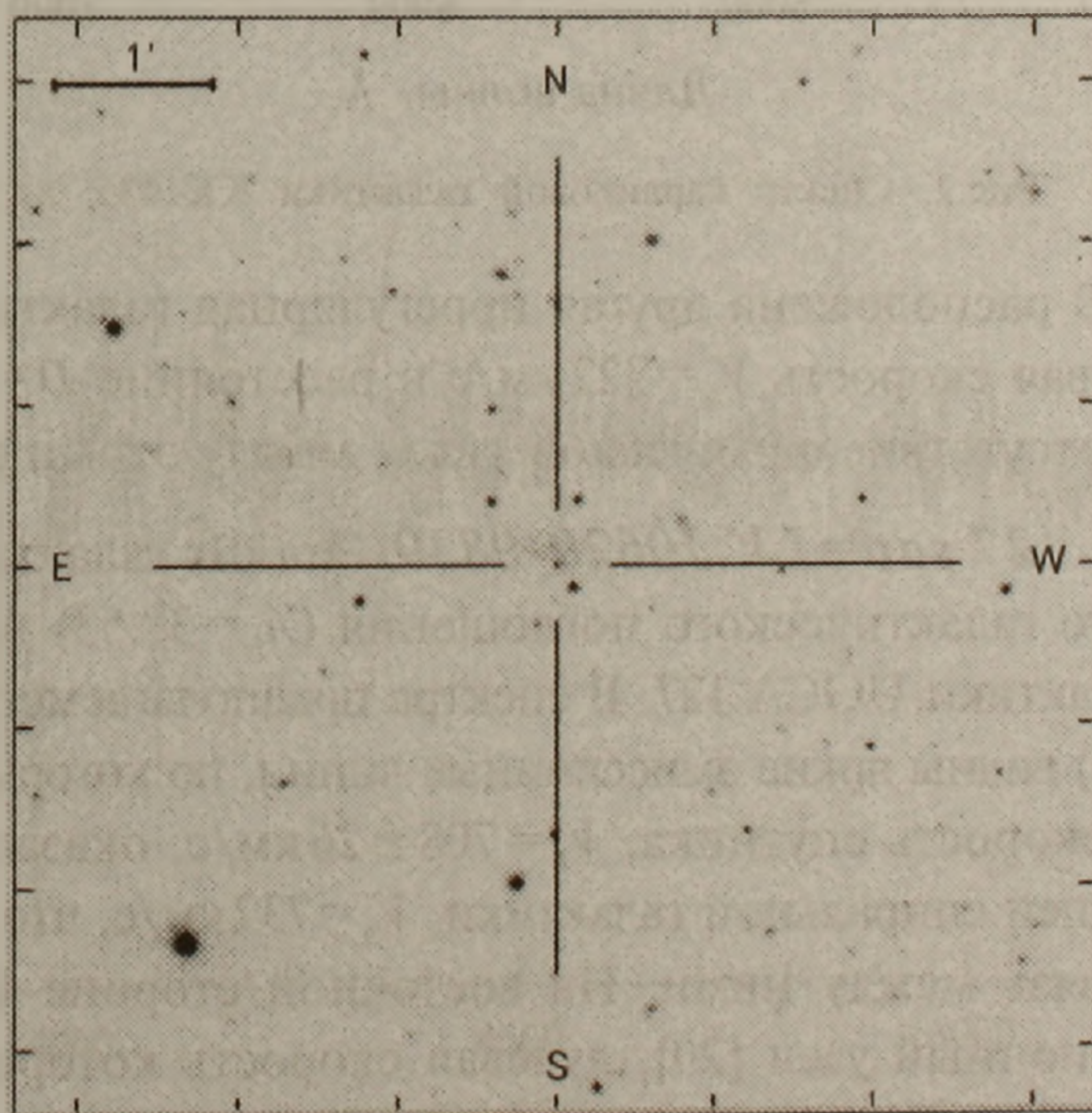


Рис.1. Репродукция карликовой галактики KK 135 из обзора неба SDSS.

иррегулярная карликовая галактика с угловыми размерами $0'.68 \times 0'.35$ была обнаружена в [17], но не включена в каталог UNGC из-за отсутствия лучевой скорости. В ультрафиолетовом обзоре неба GALEX [18] она имеет видимые величины $m(FUV) = 18.70 \pm 0.12$ и $m(FUV) = 18.60 \pm 0.04$. Изображение галактики из Sloan Digital Sky Survey [19] показано на рис.1. Репродукция полученного нами спектра КК 135 в области (4000-7000) Å представлена на рис.2. Судя по измеренной лучевой скорости $V_h = 215 \pm 40$ км/с, галактика определенно принадлежит к объектам Местного объема. На южной стороне КК 135 имеется компактная HII-область. КК 135 является весьма изолированной галактикой. В ее окрестностях на угловом

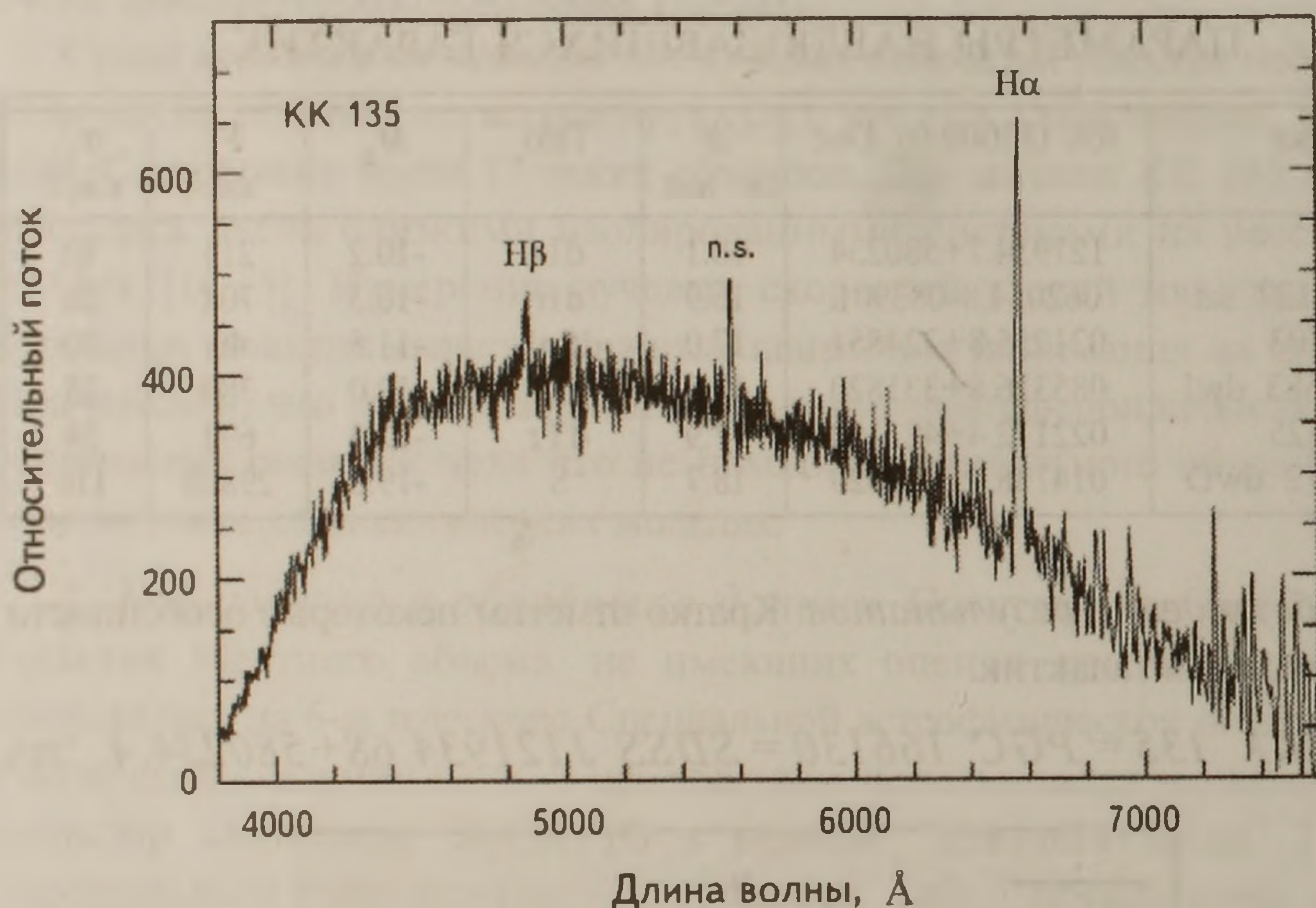


Рис.2. Спектр карликовой галактики КК 135.

расстоянии $0''.9$ расположена другая иррегулярная галактика DDO 123, однако ее лучевая скорость $V_h = 722$ км/с и расстояние $D = 10.5$ Мпк [10] указывают на отсутствие физической связи между этими системами.

3.2. *UGCA 127 sat = LV J0620-0839*. Эта dIrr галактика находится в зоне сильного галактического поглощения ($A_b = 3^m.53$) на $10'$ к югу от спиральной галактики UGCA 127. В спектре предполагаемого карликового спутника (рис.3) видны яркие эмиссионные линии, по которым измеренная нами лучевая скорость спутника, $V_h = 708 \pm 26$ км/с, оказалась близка к скорости соседней спиральной галактики, $V_h = 732$ км/с, что подтверждает физическую связь между ними. На восточной стороне UGCA 127 sat имеется эмиссионный узел [20], лучевая скорость которого на 80 км/с больше, чем для центральной части галактики.

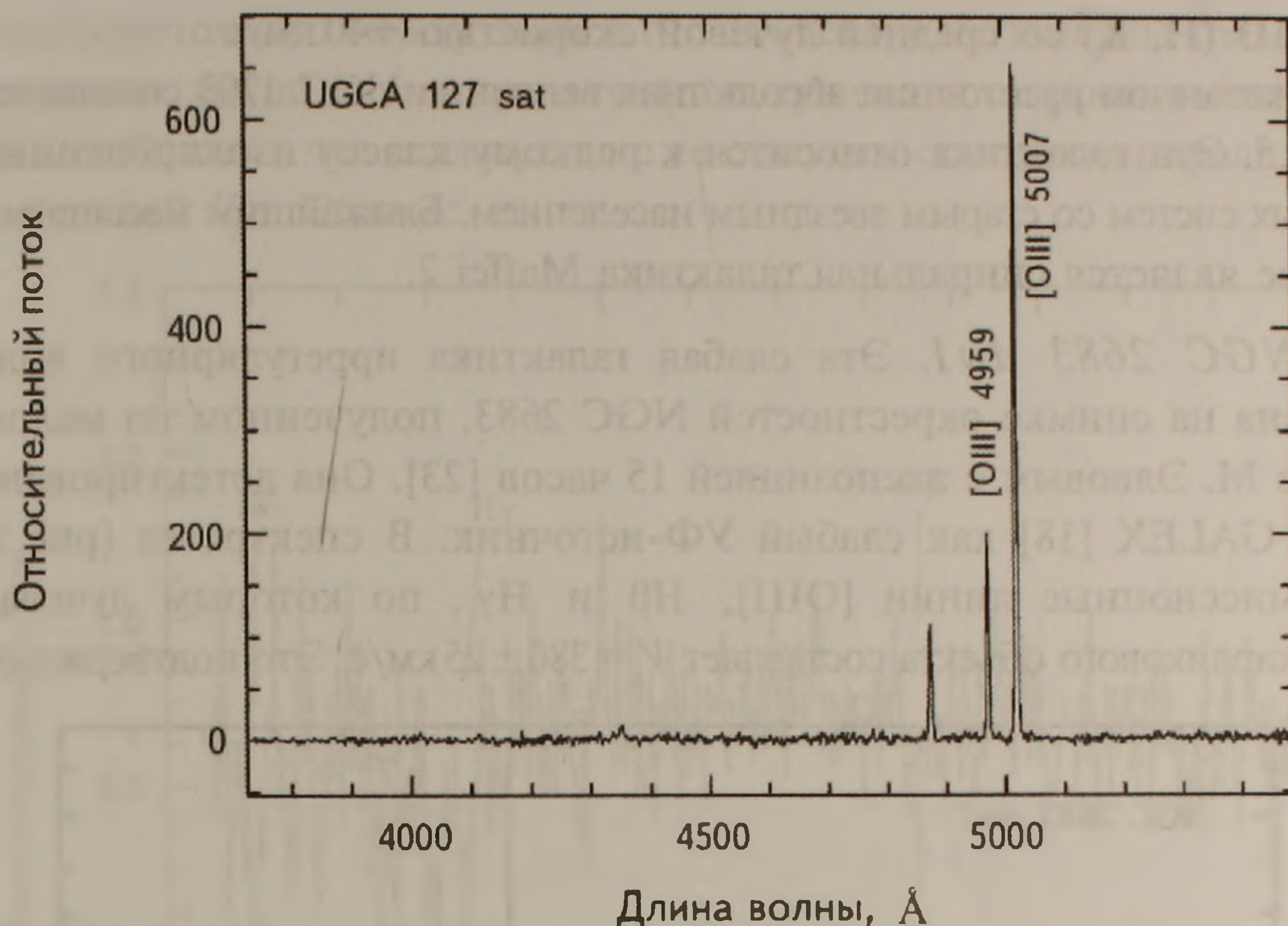


Рис.3. Спектр карликовой галактики UGCA 127 sat.

3.3. *UGC 1703 = KKH 9 = PGC 08484*. Это - карликовая галактика сфероидального (dSph) или транзиентного (dTr) типа. Расстояние до нее, $D=4.19$ Мпк, оценено по флуктуациям поверхностной яркости [21]. На снимке в линии $H\alpha$ [22] она не показывает признаков эмиссии. В спектре ее на рис.4 видны абсорбционные бальмеровские линии $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ и

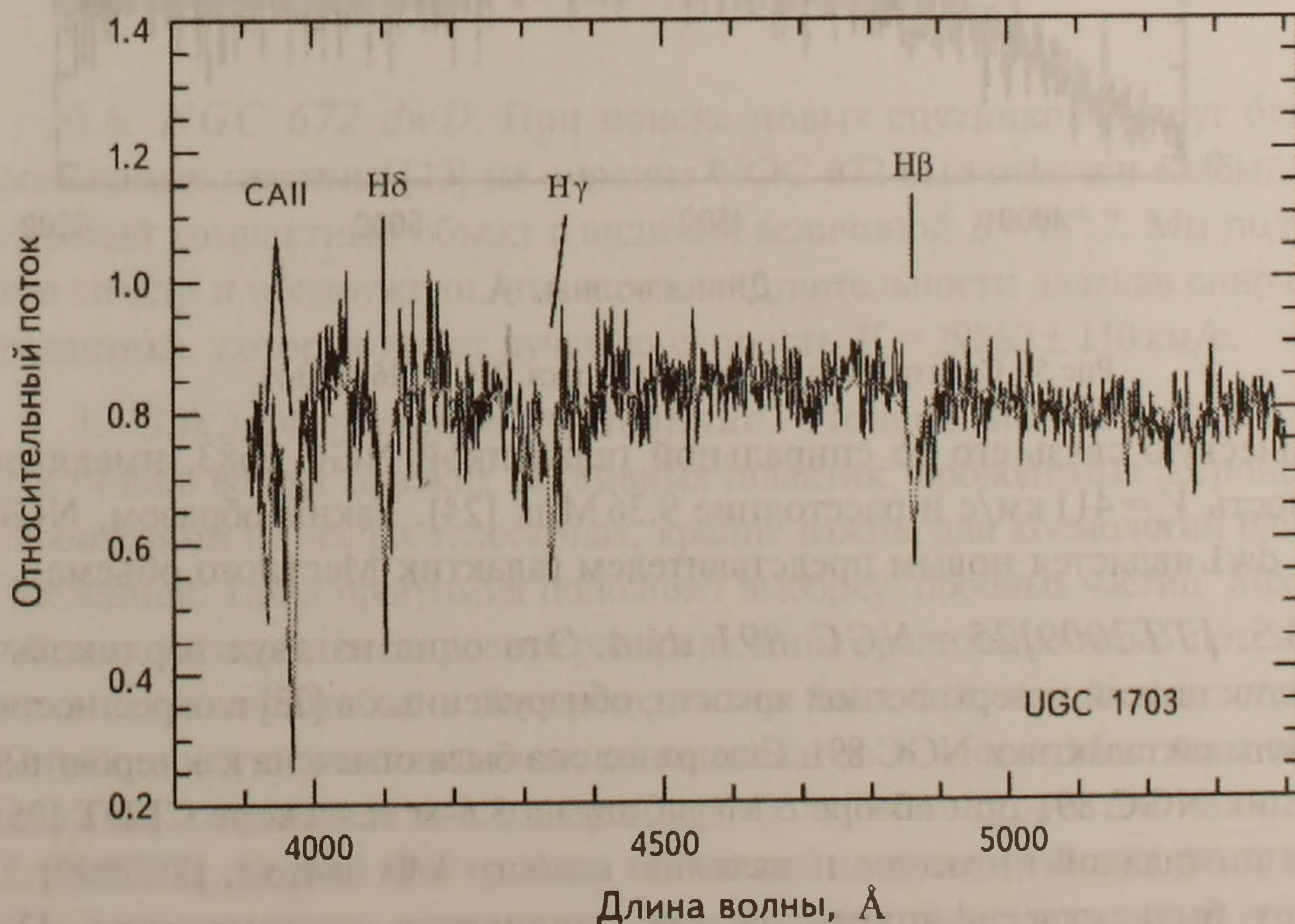


Рис.4. Спектр карликовой галактики UGC 1703.

дублет CaII (H, K) со средней лучевой скоростью $+40$ км/с.

При указанном расстоянии абсолютная величина UGC 1703 составляет $M_B = -11^m.5$. Эта галактика относится к редкому классу изолированных карликовых систем со старым звездным населением. Ближайшим массивным соседом ее является спиральная галактика Maffei 2.

3.4. *NGC 2683 dw1*. Эта слабая галактика irregularного вида обнаружена на снимке окрестностей NGC 2683, полученном на малом телескопе М. Элвовым с экспозицией 15 часов [23]. Она детектирована в обзоре GALEX [18] как слабый УФ-источник. В спектре ее (рис.5) видны эмиссионные линии [OIII], H β и H γ , по которым лучевая скорость карликового объекта составляет $V_h = 380 \pm 25$ км/с. Это подтверждает

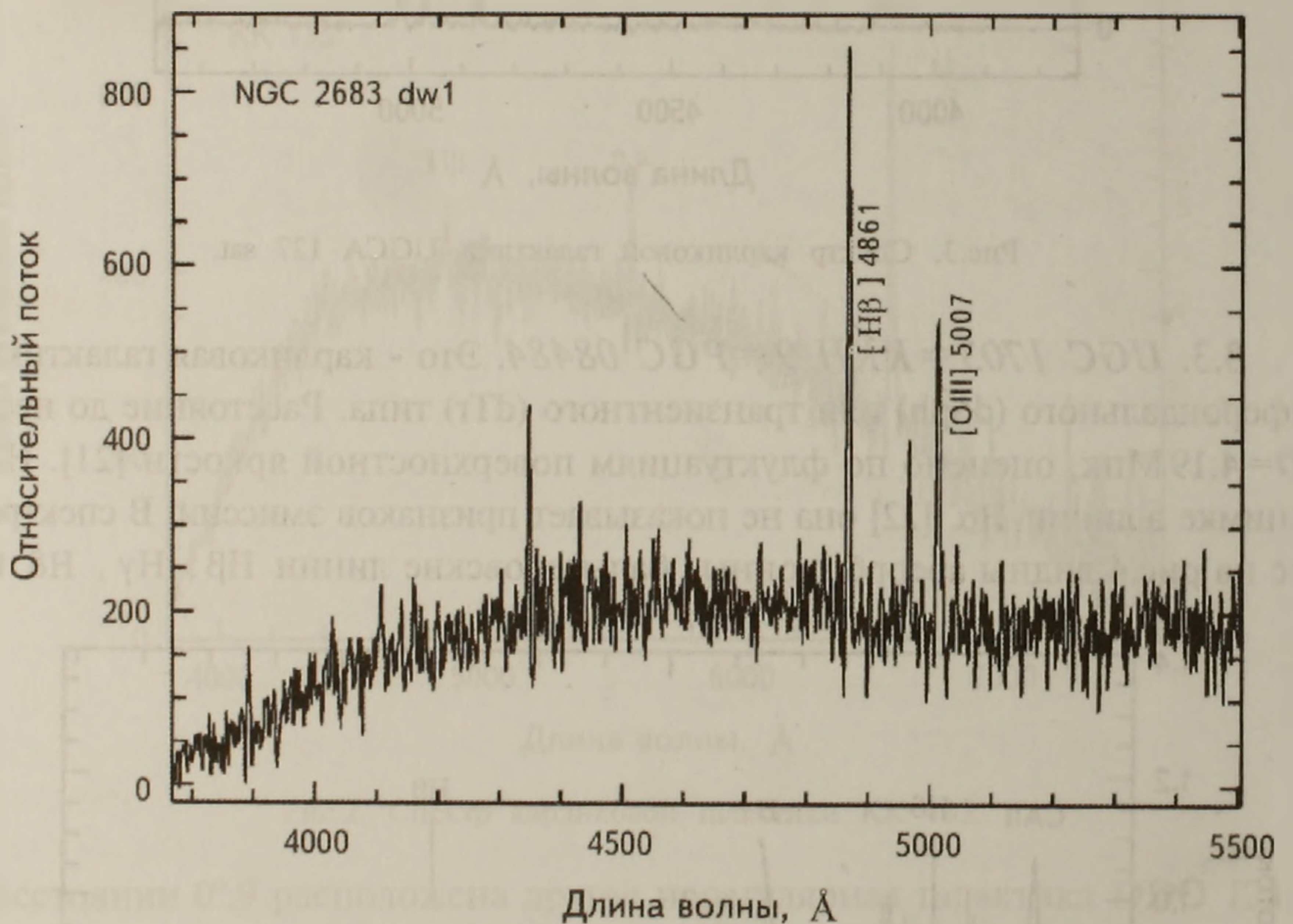


Рис.5. Спектр карликовой галактики NGC 2683 dw1.

физическую связь его со спиральной галактикой NGC 2683, имеющей скорость $V_h = 411$ км/с и расстояние 9.36 Мпк [24]. Таким образом, NGC 2683 dw1 является новым представителем галактик Местного объема.

3.5. *[TT2009]25 = NGC 891 dwA*. Это одна из двух карликовых галактик низкой поверхностной яркости, обнаруженных в [23] в окрестностях спиральной галактики NGC 891. Еще ранее она была отмечена как вероятный спутник NGC 891 при обзоре с MegaCam на 3.6-м телескопе CFHT [25]. Судя по гладкой структуре и наличию слабого УФ потока, [TT2009] 25 может быть классифицирована как карликовая система типа dTr.

промежуточного между dSph и dIг. В спектре ее заметны только абсорбционные линии, по которым гелиоцентрическая скорость галактики равна (692 ± 58) км/с, что согласуется с ее статусом спутника спирали NGC 891, имеющей $V_h = 526$ км/с.

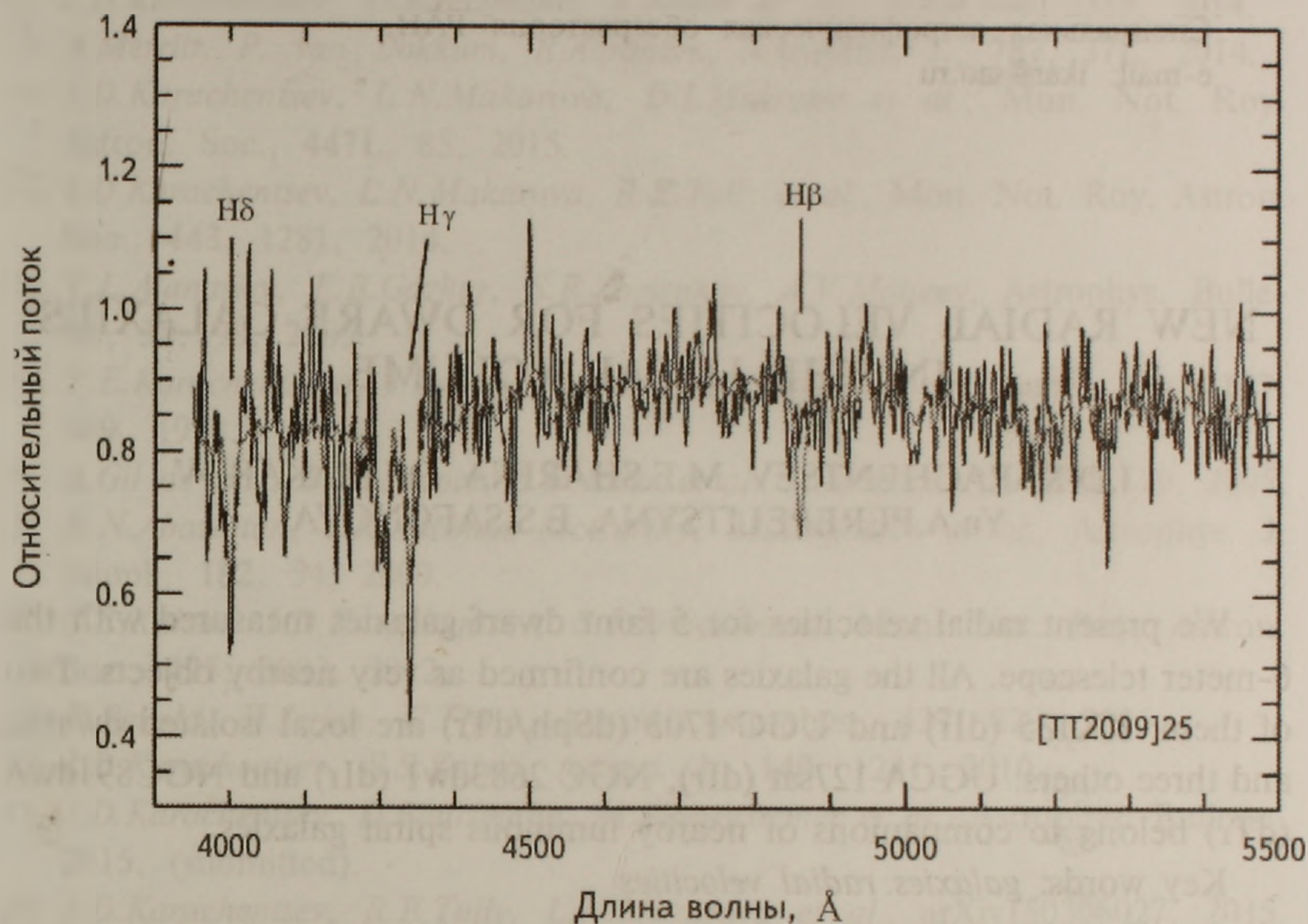


Рис.6. Спектр карликовой галактики [TT2009]25, спутника NGC 891.

3.6. *NGC 672 dwD*. При поиске новых спутников вокруг близких массивных галактик [23] на окраине NGC 672 был отмечен слабый голубоватый компактный объект с видимой величиной $B = 18^m.7$. Мы получили его спектр и обнаружили, что это в действительности далекая спиральная галактика, которая имеет лучевую скорость $V_h = 29860 \pm 110$ км/с.

4. *Заключительное замечание.* Поиски новых ультраслабых спутников вокруг близких массивных галактик, проводимые астрономами любителями на малых телескопах, крайне важны для космологии ближней Вселенной. Такая программа пополняет выборку "пробных частиц" Местного объема, позволяя тестировать распределение гравитационного потенциала на малых масштабах с беспрецедентно высокой плотностью данных. Очевидно, что массовые поиски кандидатов в члены Местного объема должны сопровождаться измерением их лучевых скоростей на больших телескопах. Совместные усилия любителей астрономических фотографий и профессиональных астрономов обещают существенно продвинуть изучение

местного поля скоростей галактик.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00965).

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

NEW RADIAL VELOCITIES FOR DWARF GALAXIES IN THE LOCAL VOLUME

I.D.KARACHENTSEV, M.E.SHARINA, D.I.MAKAROV,
Yu.A.PEREPELITSYNA, E.S.SAFONOVA

We present radial velocities for 5 faint dwarf galaxies measured with the 6-meter telescope. All the galaxies are confirmed as very nearby objects. Two of them: KK135 (dIr) and UGC 1703 (dSph/dTr) are local isolated dwarfs, and three others: UGCA 127sat (dIr), NGC 2683dw1 (dIr) and NGC891dwA (dTr) belong to companions of nearby luminous spiral galaxies.

Key words: *galaxies: radial velocities*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Sandage, G.A.Tammann, Revised Shapley-Ames Catalog of Bright Galaxies (Washington, DC: Carnegie Institution), 635, 1981.
2. F.Zwicky *et al.*, Catalog of Galaxies and Clusters of Galaxies (Pasadena, Caltech), 1961.
3. T.H.Jarrett, T.Chester, R.Cutri, S.E.Schneider, J.P.Huchra, *Astron. J.*, **125**, 525, 2003.
4. B.S.Koribalski, L.Staveley-Smith, V.A.Kilborn *et al.*, *Astron. J.*, **128**, 16, 2004.
5. R.C.Kraan-Korteweg, G.A.Tammann, *Astron. Nachr.*, **300**, 181, 1979.
6. M.Boylan-Kolchin, V.Springel, S.D.M.White *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **398**, 1150, 2009.
7. S.E.Nuza, F.S.Kitaura, S.Hess *et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **445**, 988, 2014.
8. I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier, D.I.Makaroy, *Astron. J.*, **127**, 2031, (=CNG) 2004.

9. *B.A.Jacobs, L.Rizzi, R.B.Tully et al.*, *Astron. J.*, **138**, 332, 2009.
10. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, E.I.Kaisina*, *Astron. J.*, **145**, 101, (=UNGC), 2013.
11. *P.G. van Dokkum, R.Abraham, A.Merritt*, *Astron. J.*, **782**, 24, 2014.
12. *I.D.Karachentsev, D.Bautzmann, F.Neyer et al.*, arXiv:1401.2719, 2014.
13. *A.Merritt, P. van Dokkum, R.Abraham*, *Astrophys. J.*, **787**, 37L, 2014.
14. *I.D.Karachentsev, L.N.Makarova, D.I.Makarov et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **447L**, 85, 2015.
15. *I.D.Karachentsev, L.N.Makarova, R.B.Tully et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **443**, 1281, 2014.
16. *V.L.Afanasjev, E.B.Gazhur, S.R.Zhelenkov, A.V.Moiseev*, *Astrophys. Bulletin*, **58**, 90, 2005.
17. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 409, 1998.
18. *A.Gil de Paz, B.F.Madore, S.Boissier et al.*, *Astrophys. J.*, **627L**, 29, 2005.
19. *K.N.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **182**, 54, 2009.
20. *S.S.Kaisin, I.D.Karachentsev, S.Ravindranath*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **425**, 2083, 2012.
21. *R.Rekola, H.Jerjen, C.Flynn*, *Astron. Astrophys.*, **437**, 823, 2005.
22. *I.D.Karachentsev, S.S.Kaisin*, *Astron. J.*, **140**, 1241, 2010.
23. *I.D.Karachentsev, D.Bautzmann, M.Blauensteiner et al.*, *Astrophys. Bulletin*, 2015, (submitted).
24. *I.D.Karachentsev, R.B.Tully, L.N.Makarova et al.*, arXiv150306027, 2015.
25. *N.Trentham, R.B.Tully*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **398**, 722, 2009.

СПИРАЛЬНЫЕ ГАЛАКТИКИ С БОЛЬШЕЙ ФРАКЦИЕЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ПРЕДЕЛАХ ОБЛАСТИ 3-10 Мпк ВОКРУГ СКОПЛЕНИЙ ВИРГО И ФОРНАКС

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

Поступила 27 марта 2015

Основываясь на данных Сводного каталога галактик MERCG, изучены динамические характеристики спиральных галактик с абсолютной величиной $M \geq -20^m.6$ в пределах области размером от 3 до 10 Мпк, окружающей скопления Вирго и Форнакс. По диаметрам галактик определялся радиус R_D , рассматриваемый как область наибольшей концентрации темной материи. Основываясь на условии центробежного равновесия, вычислялись динамические параметры спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$, а их сравнение с динамическими параметрами спиральных галактик с $M \leq -20^m.6$ показало значительно меньшее число спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ с большей фракцией темной материи в области, окружающей эти скопления, что составило 12.7% в области, окружающей скопления Вирго и 15.3% - в окружении скопления Форнакс.

Ключевые слова: *галактики: динамические параметры*

1. *Введение.* Природа темной материи продолжает привлекать внимание исследователей. В частности, изучение кривых вращения спиральных галактик показывает, что динамическая масса галактик растет с ее радиусом и может включать, наряду с обычной, и темную материю. Еще Рубин и др. [1] отметили различие в профиле кривых вращения спиральных галактик в зависимости от их светимости. В свою очередь, Персик и Салукси [2,3] отметили возрастание скорости к краю спиральных галактик низкой светимости с существованием в них большей фракции темной материи, а светимость спиральных галактик рассматривали определяющей при изучении в них темной материи. Авторы [2,3] вывели выражения для оценки динамических параметров спиральных галактик низкой светимости с использованием B_T^0 величин в RCBG каталоге Вокулера и др. [4].

Целью настоящей работы является продолжение изучения параметров темной материи в спиральных галактиках низкой светимости на этот раз в области, окружающей скопления Вирго и Форнакс в пределах от 3 до 10 Мпк с использованием данных о галактиках, собранных в Сводном Каталоге Галактик (MERCG) [5] и отобранных из каталогов: МКГ, Воронцов-Вельминов и др. [6], RCBG, Вокулер и др. [4]. MERCG каталог доступен на сайте <http://library.iliauni.edu.ge/galaxies.html> и приводит 70

параметров для примерно 40000 галактик, включая определения звездных величин галактик ярче $m = 15.5$ по данным каталога Цвикки [7].

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

В качестве значения постоянной Хаббла мы используем величину $H_0 = 75$ км/с/Мпк наиболее близкую к значению 74.2 км/с/Мпк, измеренную Риис и др. [9] на основе наблюдений, выполненных на Хаббловском космическом телескопе.

Общее число галактик в области, окружающей скопление Вирго в пределах от 3 до 10 Мпк от центра составило 1110 галактик, из которых число галактик с B_T^0 величиной составило 880 галактик.

Абсолютные величины галактик определялись на основе использования видимой величины B_T^0 , исправленной за галактическое и внутреннее поглощение в RCG3 каталоге, в то время как MERCG содержит 3823 спиральные галактики с B_T^0 величинами.

В настоящей работе мы изучаем динамические параметры спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$, а также их распределение в области, окружающей скопление Вирго и Форнакс в пределах от 3 до 10 Мпк.

3. *Основные типы галактик в области от 3 до 10 Мпк, окружающей скопление Вирго.* Изучены характеристики 880 галактик в пределах области размером от 3 до 10 Мпк, окружающей скопление Вирго на основе данных MERCG каталога [5] с координатами $11^h 20^m \leq \alpha \leq 13^h 40^m$ и $0^\circ \leq \delta \leq 25^\circ$ и с лучевыми скоростями $500 \leq V \leq 2500$ и центром в M87 (NGC4486) с $V = 1229$ км/с.

В табл.1 приводятся средние значения параметров основных типов галактик в области, окружающей скопление Вирго в диапазоне от 3 до 10 Мпк (морфологический тип, абсолютная величина, число галактик, число галактик в процентах и диаметр галактик вместе с ошибками).

В первой строке табл.1 приводятся число и процентное содержание ярких спиральных галактик с ($M \leq -20^m.6$) и их средний диаметр с ошибками, во второй - общее число слабых спиральных галактик с ($M \geq -20^m.6$), также со средним диаметром с их ошибками, в третьей строке приводятся спиральные галактики низкой светимости с ($M \geq -20^m.6$)

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ГАЛАКТИК В ПРЕДЕЛАХ ОБЛАСТИ
3-10 Мпк ВОКРУГ СКОПЛЕНИЯ ВИРГО С ОБЩИМ ЧИСЛОМ
880 ГАЛАКТИК И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Морф. тип галактик	<i>n</i>	%	<i>M</i>	Sd	Se	<диаметр> (кпк)	Sd	Se
Спир. гал. ($M \leq -20^m.6$)	27	0.03	-20.77	0.85	0.16	30.2	10.0	1.9
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	471	53.5	-18.19	1.29	0.06	13.1	7.6	0.4
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	112	12.7	-18.41	0.95	0.09	12.4	4.3	0.4
Е и L галактики	158	17.8	-18.47	1.38	0.11	13.2	9.0	0.7
Iг галактики	112	12.7	-16.80	1.22	0.12	8.4	4.7	0.4

с предполагаемой большей фракцией темной материи, которые выделялись по типу близкому в RC3 каталоге к спиральям Sc, а именно, с описанием типа Sc, Sbc и Scd в согласии с Вокулер [10]. В спиральных галактиках этого типа ядерные области столь слабы, что их интегральное излучение и показатели цвета обусловлены, в основном, их спиральными рукавами. Основное требование к профилю (форме) кривой вращения спиральных галактик низкой светимости, согласно [1-3], в случае статистических работ с каталогами галактик мы заменяем выделением спиральных галактик типа Sc, Sbc и Scd с их показателями цвета.

В табл.2 приводятся средние значения показателей цвета основных типов спиральных галактик в области, окружающей скопление Вирго в пределах от 3 до 10 Мпк: 1-я строка: S галактики с $M \leq -20^m.6$, 2-я строка: S галактики с $M \geq -20^m.6$, 3-я строка: S галактики с $M \geq -20^m.6$, заподозренные в большей фракции темной материи.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА ОСНОВНЫХ
ТИПОВ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В ПРЕДЕЛАХ ОБЛАСТИ
3-10 Мпк ВОКРУГ СКОПЛЕНИЯ ВИРГО

Морф.тип галактик	<i>n</i>	(<i>B</i> - <i>V</i>)	Sd	Se	<i>n</i>	(<i>U</i> - <i>B</i>)	Sd	Se
Спир. гал. ($M \leq -20^m.6$)	27	0.63	0.13	0.03	15	0.055	0.17	0.04
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	136	0.56	0.17	0.02	119	-0.052	0.23	0.02
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	39	0.50	0.10	0.02	31	-0.132	0.11	0.02

Для галактик области в пределах 3-10 Мпк вокруг скопления Вирго (рис.1) построение диаграммы Хаббла осуществлялось по формуле, в которой вычисляется V_n - объем усеченной пирамиды для определения расстояния между каждой галактикой и центральной галактикой М87, который затем пересчитывается в диаметр вписанного в усеченную пирамиду

шара:

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

Анализ распределения спиральных галактик на диаграмме Хаббла,

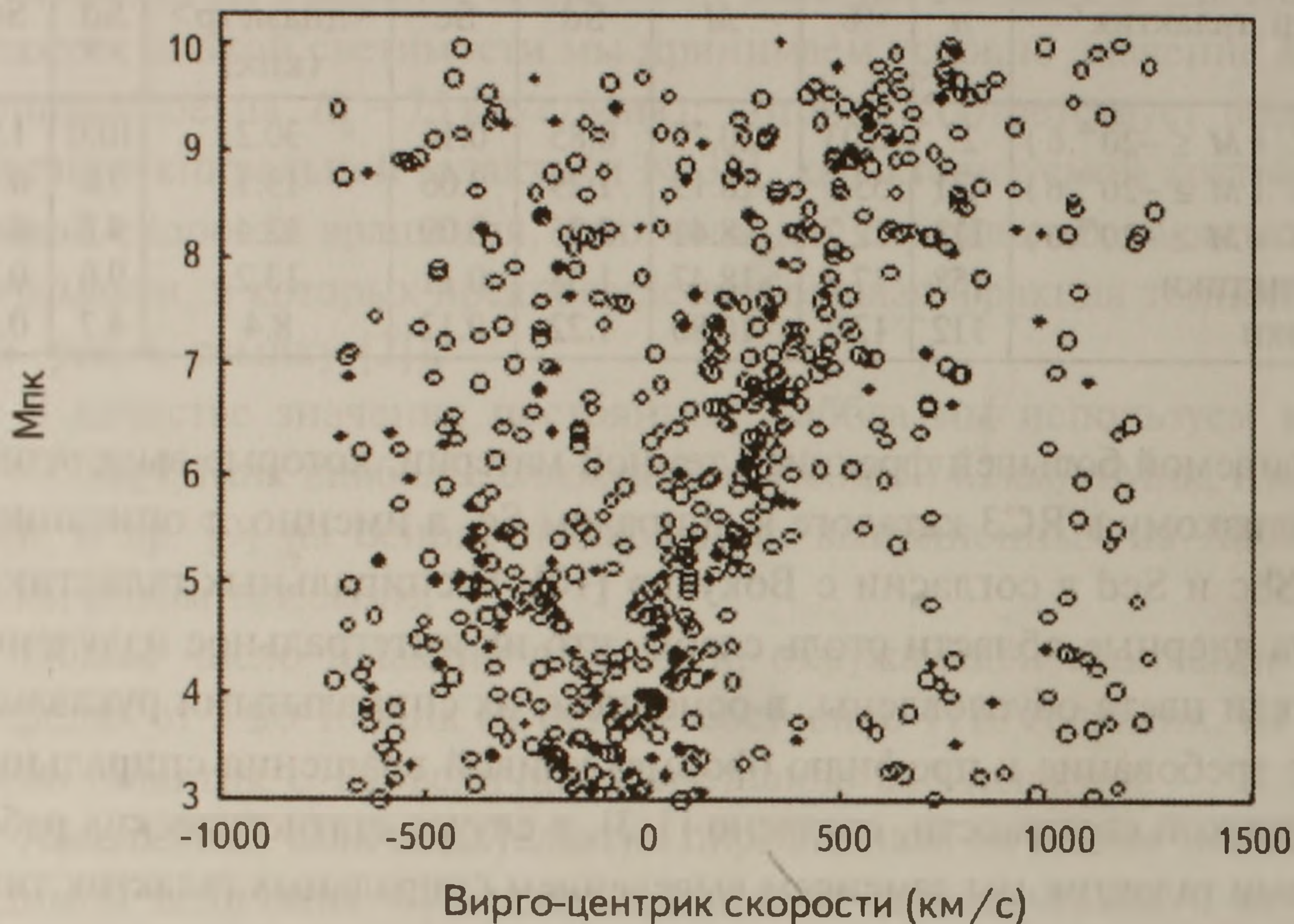


Рис.1. Распределение 610 спиральных галактик в области, окружающей скопление Вирго в пределах 3-10 Мпк с лучевыми скоростями $527 \div 2484$ км/с, отмеченных открытыми кружками, в то время как 112 спиральных галактик с $M_B \geq -20.6$, заподозренных в большей фракции темной материи, выделены черными кружками.

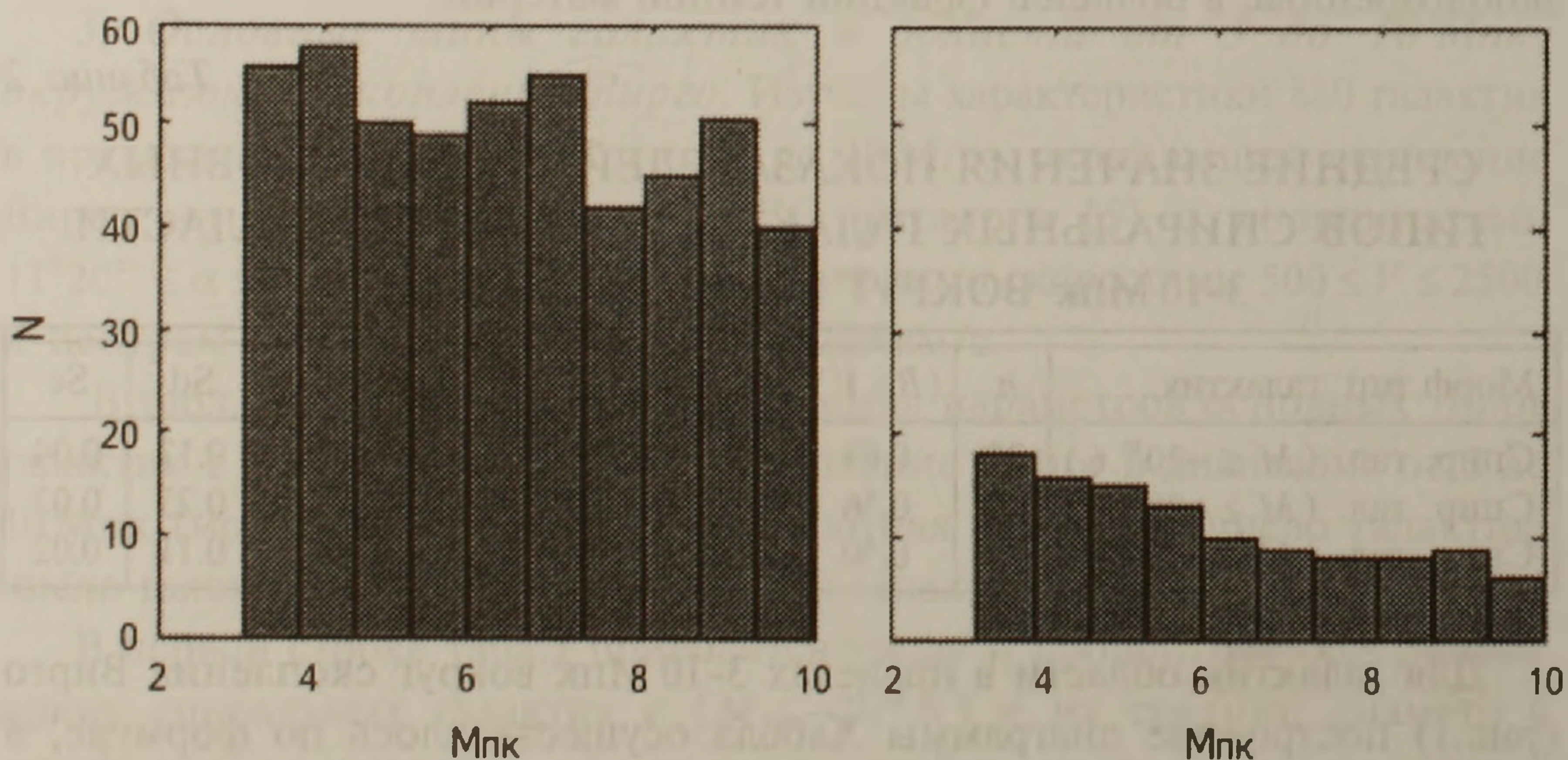


Рис.2. Гистограммы распределения 610 спиральных галактик в области 3-10 Мпк вокруг скопления Вирго (левая гистограмма) и распределение 112 спиральных галактик с большей фракцией темной массы (правая гистограмма).

охватывающий центральные области региона размером от 3 до 10 Мпк, показывает некоторое увеличение плотности спиральных галактик с большей фракцией темной материи в области, близкой к скоплению Вирго, с постепенным уменьшением их числа с переходом к общему фону. Эта же тенденция также хорошо прослеживается на гистограммах распределений 610 спиральных галактик вокруг скопления Вирго и на распределении 112 спиральных галактик с большей фракцией темной материи (рис.2).

4. *Динамические характеристики спиральных галактик в области 3-10 Мпк вокруг скопления Вирго.* Используя условие центробежного равновесия, Persic и Salucci [3] выразили динамическую массу M_{dyn} спиральной галактики в функции светимости L_B в единицах массы Солнца.

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

В табл.2 приводятся динамические параметры M_{dyn}/L_B , μ_0 и K для ярких спиральных галактик с $n=27$ и $M \leq -20^m.6$, а также для галактик с $n=112$ и $M \geq -20^m.6$ с предполагаемой фракцией темной материи в пределах области с размером 3-10 Мпк вокруг скопления Вирго.

В табл.3 средние значения и дисперсия динамических параметров M_{dyn}/L_B и μ_0 приведены в единицах массы Солнца $2 \cdot 10^{11} M_\odot / \text{кпк}^2$, а

Таблица 3

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В ОБЛАСТИ 3-10 Мпк ВОКРУГ СКОПЛЕНИЯ ВИРГО

Параметр	Сп. гал. с $M \geq -20^m.6$	n	Сп. гал. с $M \leq -20^m.6$	n	t	$1 - P(t)$
M	-18.41 ± 0.95	112	-20.77 ± 0.85	27	12.4	$<10^{-7}$
M_{dyn}/L_B	4.12 ± 0.26	112	3.46 ± 0.24	27	17.4	$<10^{-7}$
μ_0	0.0106 ± 0.0015	112	0.0080 ± 0.0009	27	9.8	$<10^{-7}$
K	107 ± 120	112	3142 ± 4594	27	11.1	$<10^{-7}$

K - в единицах $2 \cdot 10^{11} M_\odot \text{ кпк км с}^{-1}$ для 112 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ и 27 S галактик с $M \leq -20^m.6$ в области 3-10 Мпк вокруг скопления Вирго.

Все вычисленные параметры сравнивались по критерию Стьюдента, свидетельствуя о значительной фракции темной материи в спиральных

галактиках с $M \geq -20^m.6$.

5. *Основные типы галактик в области с размером 3-10 Мпк вокруг скопления Форнакс.* Скопление Форнакс рассматривается как значительная концентрация галактик в южном полушарии с превалированием эллиптических (E+L) галактик, согласно Джордан и др. [11]: вокруг центра скопления с $\alpha = 3^h 35^m$ и $\delta = -35^\circ.7$.

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

Как и в случае изучения распределения галактик и их основных параметров в окружении скопления Virgo были изучены основные характеристики галактик в окружении скопления Форнакс в пределах 3-10 Мпк на основе данных каталога MERSG.

В табл.4 приведены основные типы галактик и их характеристики для 470 галактик в скоплении Форнакс на основе данных каталога MERSG.

В первой строке приводятся основные характеристики для ярких 24

Таблица 4

ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ГАЛАКТИК В ПРЕДЕЛАХ ОБЛАСТИ
3-10 Мпк ВОКРУГ СКОПЛЕНИЯ ФОРНАКС С ОБЩИМ ЧИСЛОМ
470 ГАЛАКТИК И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Морф. тип галактик	n	%	M	Sd	Se	<диаметр> (кпк)	Sd	Se
Спир. гал. ($M \leq -20^m.6$)	24	5.1	-20.97	0.55	0.11	30.4	9.8	1.0
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	218	46.4	-18.37	1.27	0.09	14.1	6.5	0.4
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	72	15.3	-18.22	0.86	0.10	11.8	4.3	0.5
Е и L галактики	94	20.0	-18.62	1.43	0.15	12.7	7.3	0.8
Ig галактики	62	13.2	-16.42	1.10	0.14	7.5	2.8	0.4

Таблица 5

ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ОСНОВНЫХ ТИПОВ СПИРАЛЬНЫХ
ГАЛАКТИК В ПРЕДЕЛАХ ОБЛАСТИ 3-10 Мпк ВОКРУГ
СКОПЛЕНИЯ ФОРНАКС

Морф.тип галактик	n	(B - V)	Sd	Se	n	(U - B)	Sd	Se
Спир. гал. ($M \leq -20^m.6$)	16	0.60	0.15	0.04	16	0.02	0.13	0.03
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	53	0.54	0.17	0.02	51	-0.09	0.22	0.03
Спир. гал. ($M \geq -20^m.6$)	36	0.54	0.13	0.02	31	-0.09	0.11	0.02

спиральных галактик с $M \leq -20^m.6$, во второй - характеристики для 218 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$, а в третьей строке - галактики с предполагаемой большей фракцией темной материи, отбираемые по критерию Sc, Sbc и Scd в RC3 каталоге. Одновременно подсчитывались средние значения показателей цвета для рассматриваемых типов спиральных галактик, приведенные в табл.5 в пределах области 3-10 Мпк вокруг скопления

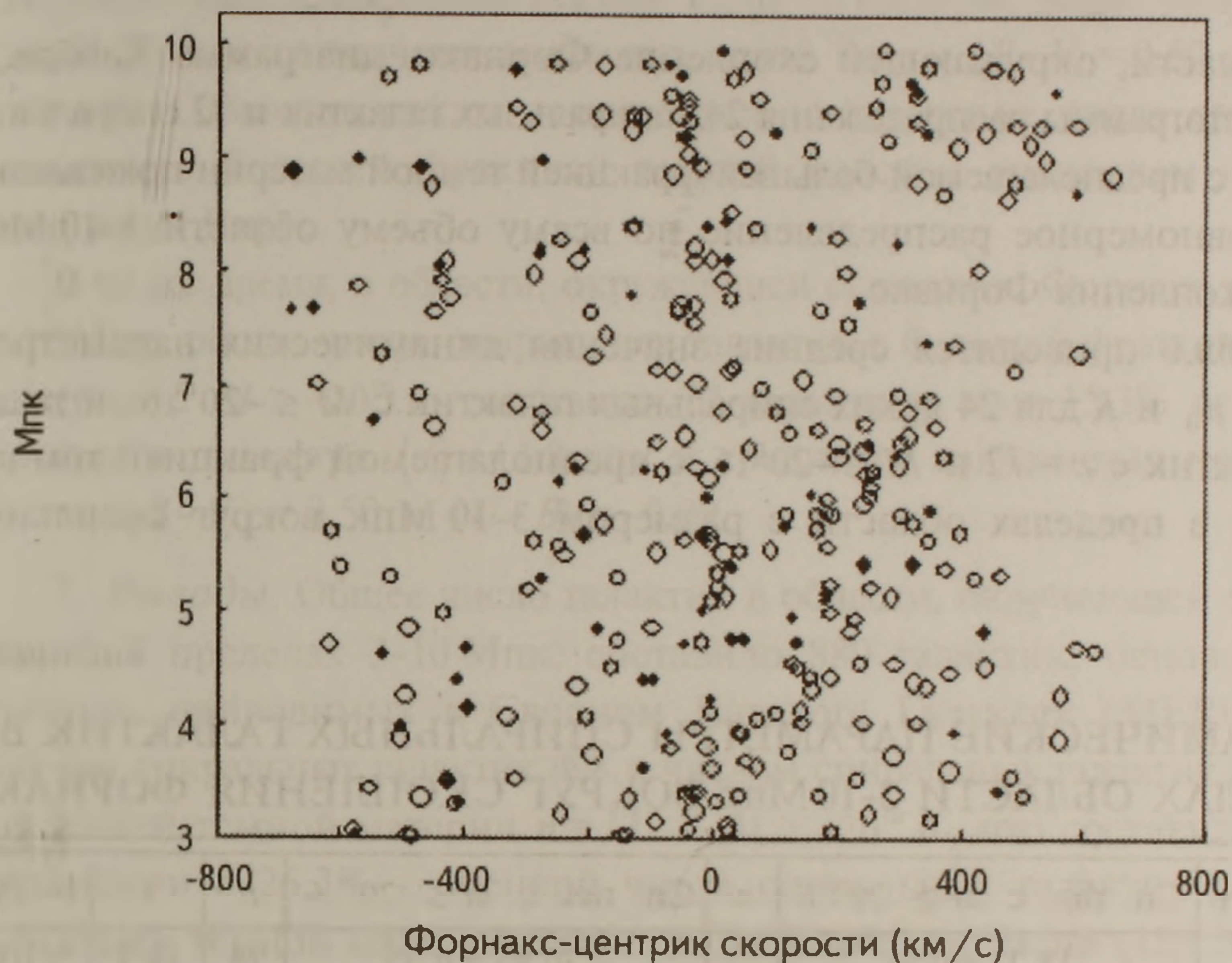


Рис.3. Диаграмма Хаббла для 314 спиральных галактик в области 3-10 Мпк вокруг скопления Форнакс.

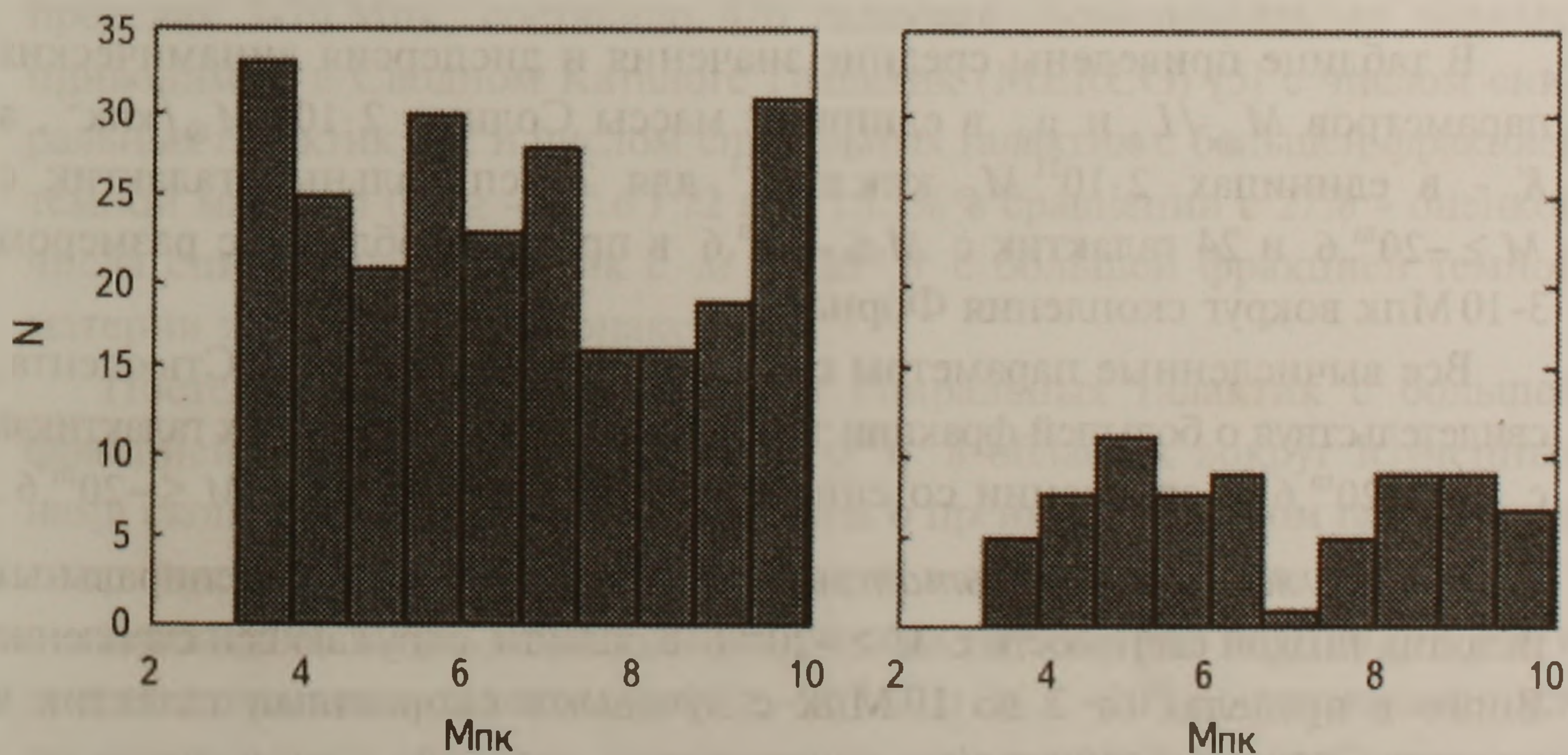


Рис.4. Гистограммы распределения 242 спиральных галактик (левый рисунок) и 72 спиральных галактик с большей фракцией темной материи (правый рисунок).

Форнакс.

На рис.3 приводится диаграмма Хаббла распределения 314 спиральных галактик в пределах области 3-10 Мпк вокруг скопления Форнакс.

Одновременно на рис.4 представлены гистограммы распределения 242 спиральных галактик, а также 72 спиральные галактики с предполагаемой фракцией темной материи в пределах области 3-10 Мпк вокруг скопления Форнакс.

В области, окружающей скопление Форнакс, диаграмма Хаббла, а также гистограммы распределения 242 спиральных галактик и 72 спиральных галактик с предполагаемой большей фракцией темной материи показывают более равномерное распределение по всему объему области 3-10 Мпк вокруг скопления Форнакс.

В табл.6 приводятся средние значения динамических параметров: M_{dyn}/L_B , μ_0 и K для 24 ярких спиральных галактик с $M \leq -20^m.6$, а также для галактик с $n=72$ и $M \geq -20^m.6$ с предполагаемой фракцией темной материи в пределах области с размером 3-10 Мпк вокруг скопления Форнакс.

Таблица 6

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК В ПРЕДЕЛАХ ОБЛАСТИ 3-10 Мпк ВОКРУГ СКОПЛЕНИЯ ФОРНАКС

Параметр	Сп. гал. с $M \geq -20^m.6$	n	Сп. гал. с $M \leq -20^m.6$	n	t	$1 - P(t)$
M	-18.22 ± 0.86	72	-20.97 ± 0.55	24	18.3	$<10^{-7}$
M_{dyn}/L_B	4.17 ± 0.24	72	3.40 ± 0.16	24	17.9	$<10^{-7}$
μ_0	0.0109 ± 0.002	72	0.0078 ± 0.0003	24	4.0	$<10^{-5}$
K	79 ± 106	72	3202 ± 2713	24	5.6	$<10^{-7}$

В таблице приведены средние значения и дисперсия динамических параметров M_{dyn}/L_B и μ_0 в единицах массы Солнца $2 \cdot 10^{11} M_{\odot} / \text{кпк}^2$, а K - в единицах $2 \cdot 10^{11} M_{\odot} \text{кпк км с}^{-1}$ для 72 спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ и 24 галактик с $M \leq -20^m.6$ в пределах области с размером 3-10 Мпк вокруг скопления Форнакс.

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

6. *Обсуждение результатов.* Изучены характеристики спиральных галактик низкой светимости с $M \geq -20^m.6$ в области, окружающей скопление Вирго в пределах от 3 до 10 Мпк с лучевыми скоростями галактик в пределах $500 \leq V \leq 2500 \text{ км/с}$.

Основное требование наблюдателей к светимости и профилю спиральных

галактик - форме кривой вращения спиральных галактик низкой светимости, изложенное в работах [1-3], мы заменили выделением спиральных галактик типа Sc, Sbc и Scd с их показателями цвета из RCBG [4] каталога, внесенного в MERCG [5], характерное для статистических работ.

В результате, число спиральных галактик с большей фракцией темной материи с $M \geq -20^m.6$ в пределах области от 3 до 10 Мпк, окружающей скопление Вирго, составило 112 или 12.7% со средним диаметром $\langle d \rangle = 12.4$ кпк и средними значениями показателей цвета: $(B - V) = 0.50$ и $(U - B) = -0.132$. Отмечено также постепенное уменьшение числа спиральных галактик с большей фракцией темной массы с удалением от границ скопления Вирго.

В то же время, в области, окружающей скопление Форнакс в пределах 3-10 Мпк, общее число спиральных галактик с большей фракцией темной материи с $M \geq -20^m.6$ составило 72 галактики или 15.3% со средним размером диаметра $\langle d \rangle = 11.8$ кпк и средними значениями показателей цвета: $(B - V) = 0.50$ и $(U - B) = -0.09$.

7. *Выводы.* Общее число галактик в области, окружающей скопление Вирго в пределах 3-10 Мпк, составило 880 галактик, основываясь на данных, приводимых в Сводном Каталоге Галактик (MERCG) [5] с числом спиральных галактик 498 и числом спиральных галактик с большей фракцией темной материи $n = 112$ с $M \geq -20^m.6$, что составило 12.7% в сравнении с 26.3% - оценкой числа спиральных галактик с большей фракцией темной материи в скоплении Вирго, согласно [12]. Это свидетельствует об уменьшении темной материи с расстоянием от скоплений числа спиральных галактик с большей фракцией.

Общее число галактик в области, окружающей скопление Форнакс в пределах 3-10 Мпк, составило 470 галактик, основываясь на данных, приводимых в Сводном Каталоге Галактик (MERCG) [5] с числом спиральных галактик 242 и числом спиральных галактик с большей фракцией темной материи ($M \geq -20^m.6$) 72 или 15.3% в сравнении с 27% - оценкой числа спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ с большей фракцией темной материи в скоплении Форнакс [12].

Постепенное уменьшение числа спиральных галактик с большей фракцией темной материи с $M \geq -20^m.6$ в областях вокруг изученных нами скоплений может свидетельствовать о преимущественном присутствии спиральных галактик с темной материей в скоплениях галактик.

Сравнение вычисленных динамических параметров M_{dyn} , M_{dyn}/L_B , K и μ для спиральных галактик с $M \geq -20^m.6$ и $M \leq -20^m.6$, различающихся по светимости в областях, окружающих скопления Вирго и Форнакс на основе оценки t - критерия Стьюдента показывает статистически значимое

превышение фракции темной материи в спиральных галактиках с $M \geq -20^m.6$ и в окружении скоплений галактик.

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

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

SPIRAL GALAXIES WITH LARGER FRACTION OF DARK MATTER IN THE REGION 3-10 Mpc AROUND VIRGO AND FORNAX CLUSTERS

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

Based on the data in the Merged Catalogue of Galaxies MERCG there were studied the dynamical characteristics of spiral galaxies with absolute magnitudes $M \geq -20^m.6$ in the region of 3-10 Mpc surrounding the Virgo and Fornax clusters. Measured diameters of galaxies were used for defining the radius R_D , where a significant excess in the fraction of dark matter is possible. Based on the condition of centrifugal equilibrium the main dynamical parameters of spiral galaxies with $M \geq -20^m.6$ were calculated and their comparison with dynamical parameters computed for spiral galaxies with $M \leq -20^m.6$ showed considerably a less number of spiral galaxies with $M \geq -20^m.6$ in the regions, surrounding the Virgo and Fornax clusters, estimated as 12.7 % for the region around the Virgo cluster and 15.3% - around Fornax cluster.

Key words: *galaxies: dynamic features*

ЛИТЕРАТУРА

1. V.C.Rubin, W.K.Jr.Ford, N.Thonnard, *Astrophys. J.*, **238**, 41, 1980.
2. M.Persic, P.Salucci, *Astrophys. J.*, **355**, 44, 1990.
3. M.Persic, P.Salucci, *Astrophys. J.*, **368**, 60, 1991.
4. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.G.Corwin et al., RCBG, Springer-Verlag, 1999.
5. N.G.Kogoshvili, T.M.Borchkhadze, Абастум. астрофиз. обсерв. Бюлл., **77**,

2004,(Сводный Каталог MERCG доступен на сайте <http://library.iliauni.edu.ge/galaxies.html>).

6. Б.А.Воронцов-Вельяминов, А.А.Красногорская, В.П.Архипова, МКГ, I-V, 1964-19.
7. F.Zwicky, CGCG 1-VI vv, CIT, Pasadena, 1961-1968.
8. Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян, Астрофизика, 56, 361, 2013, (Astrophysics, 56, 332, 2013).
9. A.Riess et al., Astrophys. J., 699, 539, 2009.
10. G. De Vaucouleurs, Astrophys. J. Suppl., N48, 1961 (UBV 461 gal.).
11. A.Jordan, J.P.Blakeslee et al. (10 auth.), Astrophys. J. Suppl. Ser., N169, 213, 2007.
12. Н.Г.Когошвили, Т.М.Борчхадзе, А.Т.Каллоглян, Астрофизика, 57, 513, 2014, (Astrophysics, 57, 473, 2014).

1. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
2. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
3. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
4. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
5. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
6. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
7. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
8. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
9. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
10. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
11. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
12. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).

CHINA'S RURAL ECONOMY: A REVIEW

THE RURAL ECONOMY OF CHINA

The rural economy of China is a complex and diverse system. It is characterized by a high degree of self-sufficiency, with most rural households producing their own food and clothing. The rural economy is also characterized by a high degree of inequality, with a small number of wealthy landowners and a large number of poor peasants. The rural economy is also characterized by a high degree of risk, with most rural households dependent on the weather for their livelihood. The rural economy is also characterized by a high degree of debt, with most rural households borrowing money from local moneylenders. The rural economy is also characterized by a high degree of illiteracy, with most rural households unable to read or write. The rural economy is also characterized by a high degree of superstition, with most rural households believing in various superstitions and rituals. The rural economy is also characterized by a high degree of conservatism, with most rural households resistant to change. The rural economy is also characterized by a high degree of isolation, with most rural households living in remote areas. The rural economy is also characterized by a high degree of poverty, with most rural households living on the edge of subsistence. The rural economy is also characterized by a high degree of unemployment, with most rural households unable to find work. The rural economy is also characterized by a high degree of underemployment, with most rural households working long hours for low wages. The rural economy is also characterized by a high degree of inequality, with a small number of wealthy landowners and a large number of poor peasants. The rural economy is also characterized by a high degree of risk, with most rural households dependent on the weather for their livelihood. The rural economy is also characterized by a high degree of debt, with most rural households borrowing money from local moneylenders. The rural economy is also characterized by a high degree of illiteracy, with most rural households unable to read or write. The rural economy is also characterized by a high degree of superstition, with most rural households believing in various superstitions and rituals. The rural economy is also characterized by a high degree of conservatism, with most rural households resistant to change. The rural economy is also characterized by a high degree of isolation, with most rural households living in remote areas. The rural economy is also characterized by a high degree of poverty, with most rural households living on the edge of subsistence. The rural economy is also characterized by a high degree of unemployment, with most rural households unable to find work. The rural economy is also characterized by a high degree of underemployment, with most rural households working long hours for low wages.

THE RURAL ECONOMY OF CHINA

REFERENCES

1. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
2. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
3. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
4. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
5. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
6. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
7. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
8. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
9. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
10. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
11. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).
12. J. H. Coatsworth, *The Development of the Chinese Economy* (London, 1938).

THE ROTATION OF GALAXY CLUSTERS

H.M.TOVMASSIAN

Received 14 April 2015

Accepted 24 June 2015

The method for detection of the galaxy cluster rotation based on the study of distribution of member galaxies with velocities lower and higher of the cluster mean velocity over the cluster image is proposed. The search for rotation is made for flat clusters with $a/b > 1.8$ and BMI type clusters which are expected to be rotating. For comparison there were studied also round clusters and clusters of NBMI type, the second by brightness galaxy in which does not differ significantly from the cluster cD galaxy. Seventeen out of studied 65 clusters are found to be rotating. It was found that the detection rate is sufficiently high for flat clusters, over 60%, and clusters of BMI type with dominant cD galaxy, $\approx 35\%$. The obtained results show that clusters were formed from the huge primordial gas clouds and preserved the rotation of the primordial clouds, unless they did not have mergings with other clusters and groups of galaxies, in the result of which the rotation has been prevented.

Key words: galaxy clusters: rotation

1. *Introduction.* The knowledge of the dynamical state of galaxy clusters could provide important constraints on cosmological scenarios. It is widely assumed that the dynamics of clusters is mostly governed by infall models and the theory of caustics (Reg'os and Geller [1]; van Haarlem et al. [2]; Diaferio and Geller [3]; Diaferio [4]; Rines et al. [5]). If galactic clusters are formed by hierarchical merging of groups of galaxies, no rotation of a cluster, as a whole, is possible. However, the formation of a cluster from primordial giant gas cloud may not be overlooked. If so, the formed cluster may preserve the rotation of the primordial gas cloud, if afterwards it have not merged with other clusters and groups. The problem of possible rotation of galaxy clusters has been discussed by many authors (Kalinkov [6], Gregory [7], Gregory and Tift [8], Gregory and Thompson [9], Materne and Hopp [10], Materne [11], Williams [12], Oegerly and Hill [13], Sodre'e et al. [14], Biviano et al. [15], Den Hartog and Katgert [16], Dupke and Bregman [17, 18], Tovmassian [19], Burgett et al. [20], Kalinkov et al. [21], Hwang and Lee [22]). Though indications of rotation were found in some clusters [10,16,20-22], the general accepted opinion is that galaxy clusters do not rotate. The sparse rotating clusters were found among arbitrarily selected cluster samples. Den Hartog and Katgert [16] found 13 possibly rotating ones out of studied 72 clusters. Hwang and Lee [22] detected only 13 tentatively rotating clusters among studied 899 Abell clusters.

For detection the cluster rotation Den Hartog and Katgert [16] plotted line-of-sight velocity dispersion against the projected radial distance of the galaxy from the cluster center. Hwang and Lee [22] fitted the observed radial velocities v_p of the cluster galaxies with a function of position angle, $v_p(\theta)$. In both methods it was assumed that the observed distance of a galaxy from the cluster center is the real distance, and the galaxy observed at this position has the velocity corresponding to the rotation model. However, this approach could not be applied for all observed galaxies. Tovmassian and Mnatsakanian [23] studied 3D-distribution of galaxies in clusters and showed that the number of observed galaxies over the cluster area with certain radius is sufficiently higher of the number of galaxies within the sphere of the same radius. For example, the number of galaxies observed over the small central area of the cluster with radius about five times smaller of the cluster Abell radius, is by $4 \div 5$ times higher of the number of galaxies within the corresponding sphere. Most of the observed galaxies here are projected galaxies from the outer spherical shells of the cluster. Some of them could be located at the cluster border, and their rotational velocities would be significantly different from the assumed velocities. Also, it was shown [23] that on average about 25% of galaxies observed over the cluster are projected galaxies of the cluster environment that have the same velocities, as the cluster proper members. They will introduce additional errors in the analysis. It follows that the possible rotation of the cluster could hardly be revealed by the study of the correlation between the radial velocity dispersion and the projected galaxy position in the cluster.

I propose a simple method for detecting the cluster rotation, that does not depend on the projected position of galaxies in relation to the rotation axes. First, in order to minimize the influence of projected environmental galaxies on the results, it is desirable to study the possibly small central area of the cluster. I limited the radius of the studied area so in order to have not less than about 20 galaxies there. Then, I counted galaxies with velocities lower, V_l , and higher, V_h , of the mean velocity V^* of galaxies in the studied area. If a cluster is experiencing merging, the numbers n_l and n_h of galaxies with velocities lower and higher of the mean velocity V^* will sufficiently differ from each other. I assume that a cluster is in the state of merging, if numbers n_l and n_h differ from each other by more than 1.2 times. If a cluster is in dynamical equilibrium, the numbers of galaxies with velocities lower and higher of the cluster mean velocity will be approximately the same (the ratio of their numbers will be smaller than 1.2), at any half of the cluster image. In a rotating cluster the assumed rotation axes will pass through or be located close to the adopted cluster center. The numbers of galaxies at two sides of the rotation axes will be about the same (the ratio of numbers < 1.2), but galaxies at one side of the rotation axis will have velocities higher of the mean velocity

of galaxies in the studied area, and galaxies at the other side will have velocities lower of the mean velocity. However, due to interactions between close neighbors, especially in the central dense regions, there could be member galaxies with not rotational velocities. As a result, the regularities that are characteristic for a rotating cluster would be somewhat deteriorated. Environmental galaxies projected over the cluster and interlopers will mask more the effect of rotation. Anyhow, in a rotating cluster the majority of galaxies at one side of the rotation axes will move in direction opposite to the direction of movement of the majority of galaxies at the other side. We assume that the cluster is rotating, if the portion of galaxies that rotate in the cluster, constitute more than 60% of all galaxies at each side of the rotation axes. Hence, by analyzing the distribution of galaxies with velocities lower and higher of the cluster mean velocity it will be possible to detect rotating clusters.

In this paper I checked the proposed method for detection of the cluster rotation by using four samples of galaxies. The first sample consists of highly flattened ACO [24] clusters from Struble and Ftaclas [25] with $f = a/b$ exceeding 1.8. Here a and b are respectively the cluster large and small axis. The high flatness could be evidence of merging of two clusters. Clusters of high flatness could also be rotating. For comparison I used the sample of round clusters with $f < 1.2$ [25]. The probability of detection of rotation of such clusters is apparently smaller than in flat ones.

I used also the samples of BMI and non-BMI clusters introduced by Tovmassian and Andernach [26], who compared the Abell number count N_A of clusters hosted the cD galaxy (type I clusters according to Bautz and Morgan [27]), their velocity dispersion σ_v , the peculiar velocity of the cD galaxy and the cluster X-ray brightness with absolute $K_{s-total}$ magnitude of the cD galaxy, and divided the clusters into two types. The clusters, the $K_{s-total}$ 2MASS magnitude of the cD galaxy of which is by more than 1^m brighter than that of the second by brightness galaxy in the cluster, were classified as BMI. The clusters the $K_{s-total}$ magnitude of the second by brightness galaxy of which is fainter than the cD galaxy by less than 0^m.7, were classified as non-BMI (NBMI) type. Tovmassian & Andernach [26] suggested that clusters of BMI and NBMI types have different evolution histories. Clusters of BMI type evolved preferentially without merging with other clusters. Meanwhile, clusters of NBMI type experienced mergers in history. Therefore, one could expect that rotating clusters could be found among BMI clusters, whereas hardly NBMI clusters will be rotating.

2. Analysis and Results.

2.1. *Data.* For our study we used redshifts of cluster members from SDSS-DR9 [28] that provides uniform coverage of radial velocities of member

galaxies in the whole target area. Positions of clusters and their redshifts are taken from NED. The galaxies with radial velocities within $\pm 1500 \text{ km s}^{-1}$ from the cluster mean velocity were selected as cluster members. In order to minimize the influence of projected environmental galaxies, I collected data for possibly smaller central area of the cluster. Depending on the richness of the cluster the counts were made within area with radii from 0.25 to 0.75 Abell radius, R_A^1 of the cluster. For reliability of the obtaining results, the size of the studied area was chosen so, to have in it at least 20 galaxies with known redshifts. The compiled lists of the flat and round clusters contain 18 and 13 clusters respectively. The lists of BMI and NBMI clusters consist of 20 and 16 clusters respectively. The cluster, A1663 is included in two samples: of the round clusters and of the BMI type clusters. The cluster A2147, is also included in two sample: of the flat and BMI samples. Hence, the total number of studies clusters is 65.

2.2. Merging clusters. In some clusters of all four studied samples the ratio n_l/n_h of numbers of galaxies with velocities lower and higher of the mean velocity of galaxies in the studied area exceeds 1.2 or is smaller than 0.8. We assume that these clusters are in the state of merging. The results of counts in merging clusters of all four samples are presented in Table 1. In the 1-st column

Table 1

NUMBERS OF GALAXIES WITH VELOCITIES LOWER, n_l , AND HIGHER, n_h , OF THE MEAN VELOCITY V^* OF GALAXIES IN THE STUDIED AREA OF THE CLUSTER, AND THEIR RATIO IN MERGING CLUSTERS

Abell	r/R_A	n_l	n_h	n_l/n_h	Abell	r/R_A	n_l	n_h	n_l/n_h
Flat					BMI				
A1187	0.50	18	32	0.56	A655	0.75	14	19	0.74
A1205	0.50	27	16	1.69	A1516	0.75	21	29	0.72
A1257	0.75	26	16	1.62	A1809	0.75	15	21	0.71
A1371	0.50	17	22	0.77	A1864	0.75	23	16	1.44
A1496	0.75	14	20	0.70	A2067	0.75	15	27	0.66
A2033	0.50	19	25	0.76	A2124	0.50	19	27	0.70
A2175	0.60	15	22	0.68	NBMI				
Round					A119	0.75	33	26	1.27
A757	0.50	14	18	0.78	A1691	0.50	19	26	0.73
A1781	0.60	12	18	0.66	A1991	0.40	15	28	0.62
A1890	0.40	18	24	0.75	A2079	0.50	15	21	0.71
A2152	0.30	12	22	0.54					
A2244	0.50	20	16	1.25					

¹ $RA=1.7/z \text{ arcmin}$ (29)

of Table 1 the designation of the cluster is presented. In the 2-d column the size of the studied area as part of the Abell radius R_A is shown. The numbers n_l and n_h are presented in columns 3 and 4 respectively. In the last column the ratio of the numbers n_l/n_h is given.

2.3. Not rotating clusters. In some other clusters of all four samples the ratio of the numbers of galaxies moving towards the observer and in opposite direction is within $0.8 \div 1.20$. These clusters are not experiencing merging with other clusters. In all of them it was not possible to determine a dividing line that could be a rotating axes. Hence, these clusters are not rotating. Their list is presented in Table 2 analogues to Table 1.

Table 2

NUMBERS OF GALAXIES WITH VELOCITIES LOWER, n_l , AND HIGHER, n_h , OF THE MEAN VELOCITY v^* OF GALAXIES IN THE STUDIED AREA OF THE CLUSTER, AND THEIR RATIO IN NOT ROTATING CLUSTERS

Abell	r/R_A	n_l	n_h	n_l/n_h	Abell	r/R_A	n_l	n_h	n_l/n_h
Flat					A1663	0.50	21	23	0.91
A295	0.40	28	24	1.17	A1925	0.75	15	16	0.94
A1235	0.50	14	17	0.82	A2029	0.50	27	28	0.96
A1346	0.75	20	24	0.83	A2244	0.75	29	29	1.00
A1541	0.50	24	21	1.14	NBMI				
Round					A279	0.50	33	34	0.97
A744	0.75	13	16	0.81	A754	0.75	18	15	0.12
1663	0.50	21	23	0.91	1149	0.75	17	18	0.94
A1750	0.50	16	16	1.00	A1650	0.75	27	25	1.08
A1927	0.75	12	12	1.00	A1668	0.75	15	16	0.94
A2149	0.75	19	18	1.06	A1800	0.75	25	26	0.96
A2026	0.75	19	18	1.06	A2051	0.75	13	16	0.81
BMI					A2063	0.25	24	23	1.04
A208	0.75	22	18	1.22	A2089	0.75	30	25	1.20
A279	0.50	33	34	0.97	A2428	0.75	16	19	0.84
A1302	0.75	16	16	1.00	A2670	0.50	25	30	0.83

2.4. Rotating clusters. In the rest of the studied clusters of all four samples the ratios of the numbers of galaxies moving towards the observer and in opposite direction are, as in previous group of galaxies, within $0.8 \div 1.2$. For these clusters the possible rotation axis are determined. The number of galaxies at two sides of the assumed rotation axes in the studied area of each cluster is about the same, the difference being less than 20%. The majority of galaxies at one side of these clusters move in one direction, and the majority of galaxies

at the other side - in opposite direction, that evidences on the cluster rotation. The numbers of galaxies with rotational movement in these clusters is by $1.5 \div 3.3$ (with median 2.2) times higher of the number of other galaxies observed in the cluster area. Therefore, we conclude that these clusters are rotating. The maps of rotating clusters are presented in Fig.1 and 2 (flat clusters), Fig.3 (round clusters), Fig.4 and 5 (clusters of BMI type). The results of counts on rotating clusters are presented in Table 3. In consecutive columns

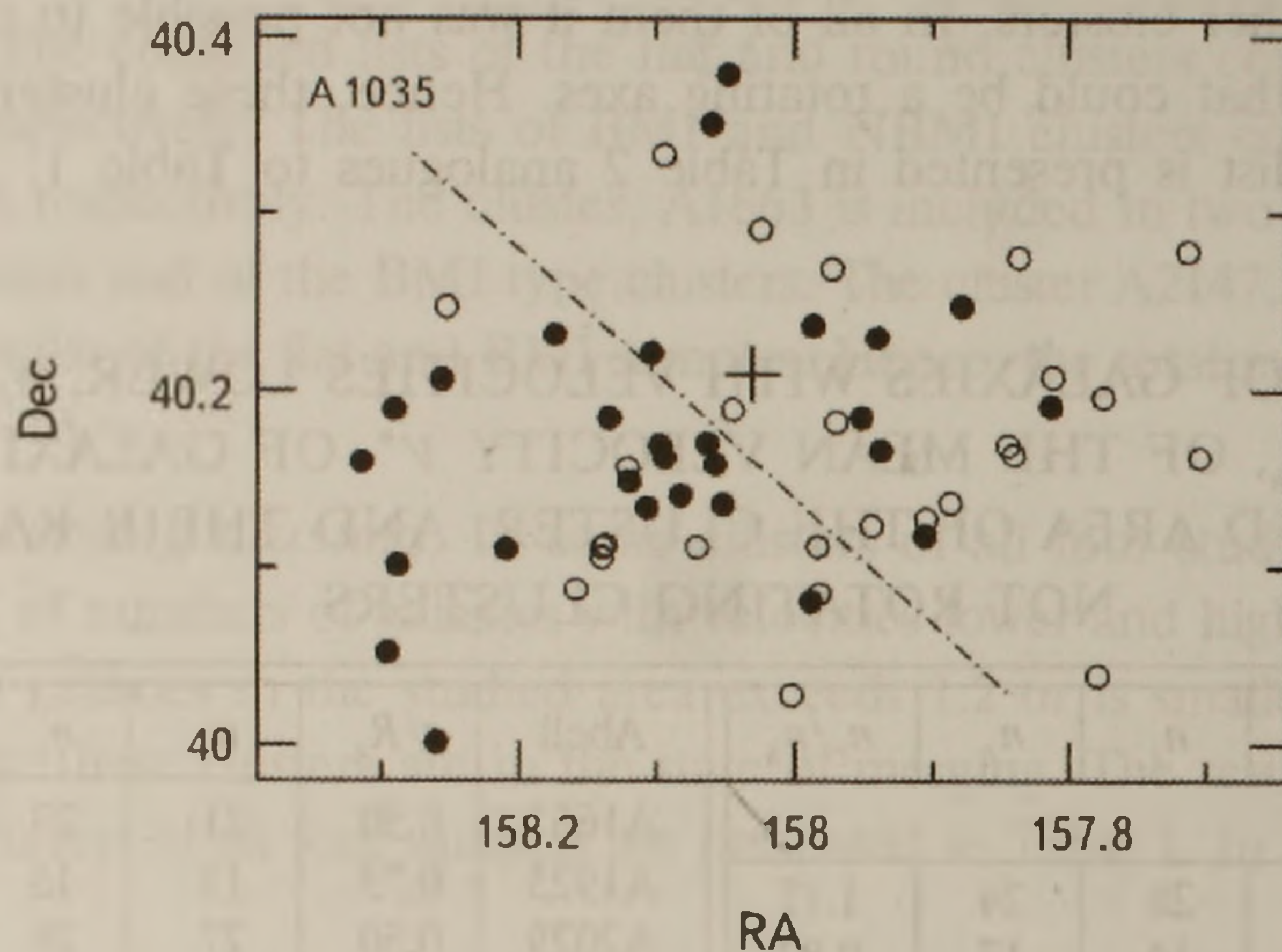


Fig.1. The map of the central region ($0.5R_d$) of the rotating cluster A1035. Filled circles are galaxies with velocities lower than the mean velocity of galaxies in the studied central area of the cluster. Open circles are galaxies with velocities higher than the mean velocity. Cross is the cluster center according to NED. Dashdotted line is the assumed rotation axes. The same marking is used for other maps.

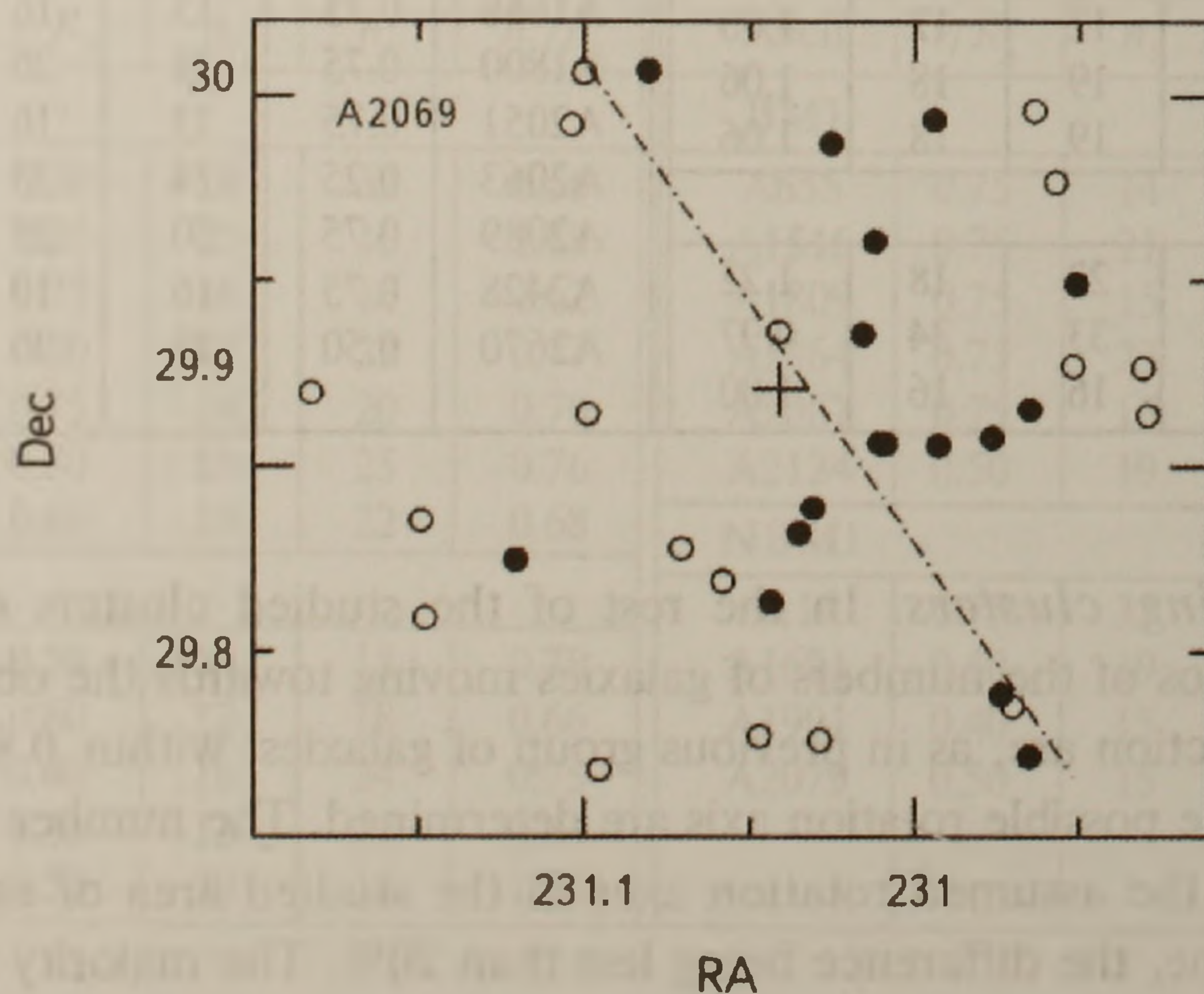


Fig.2. The map of the central region ($0.75R_d$) of the rotating cluster A2069.

of Table 3 the following data is presented: column 1 - the Abell designation of the cluster; column 2 - the designation of the half of the cluster area for

Table 3

ROTATING CLUSTERS

Abell	r/R_A	Area	n_l	n_h	Abell	r/R_A	Area	n_l	n_h
Flat					BMI				
A1035	0.50	NW	10	16	A85	0.30	NW	14	6
		SW	18	10			SE	7	13
A1225	0.75	N	12	4	A152	0.60	SE	13	8
		S	4	13			NW	7	15
A1362	0.75	E	4	9	A690	0.75	E	8	11
		W	8	4			W	13	6
A2069	0.75	NW	11	6	A1651	0.50	N	9	14
		SE	6	12			S	16	8
A2110	0.75	NE	4	7	A1738	0.75	NE	5	12
		SW	8	4			SW	10	6
A2147	0.25	NW	9	19	A1795	0.40	N	15	5
		SE	15	12			S	7	13
A2175	0.6	NW	11	7	A1890	0.50	NE	6	16
		SE	4	15			SW	14	6
A2197	0.25	NE	5	11	NBMI				
		SW	10	6	A2147	0.25	NW	9	20
Round							SE	15	11
A858	0.75	SE	10	4					
		NW	3	10					
A1238	0.50	N	15	5					
		W	6	14					

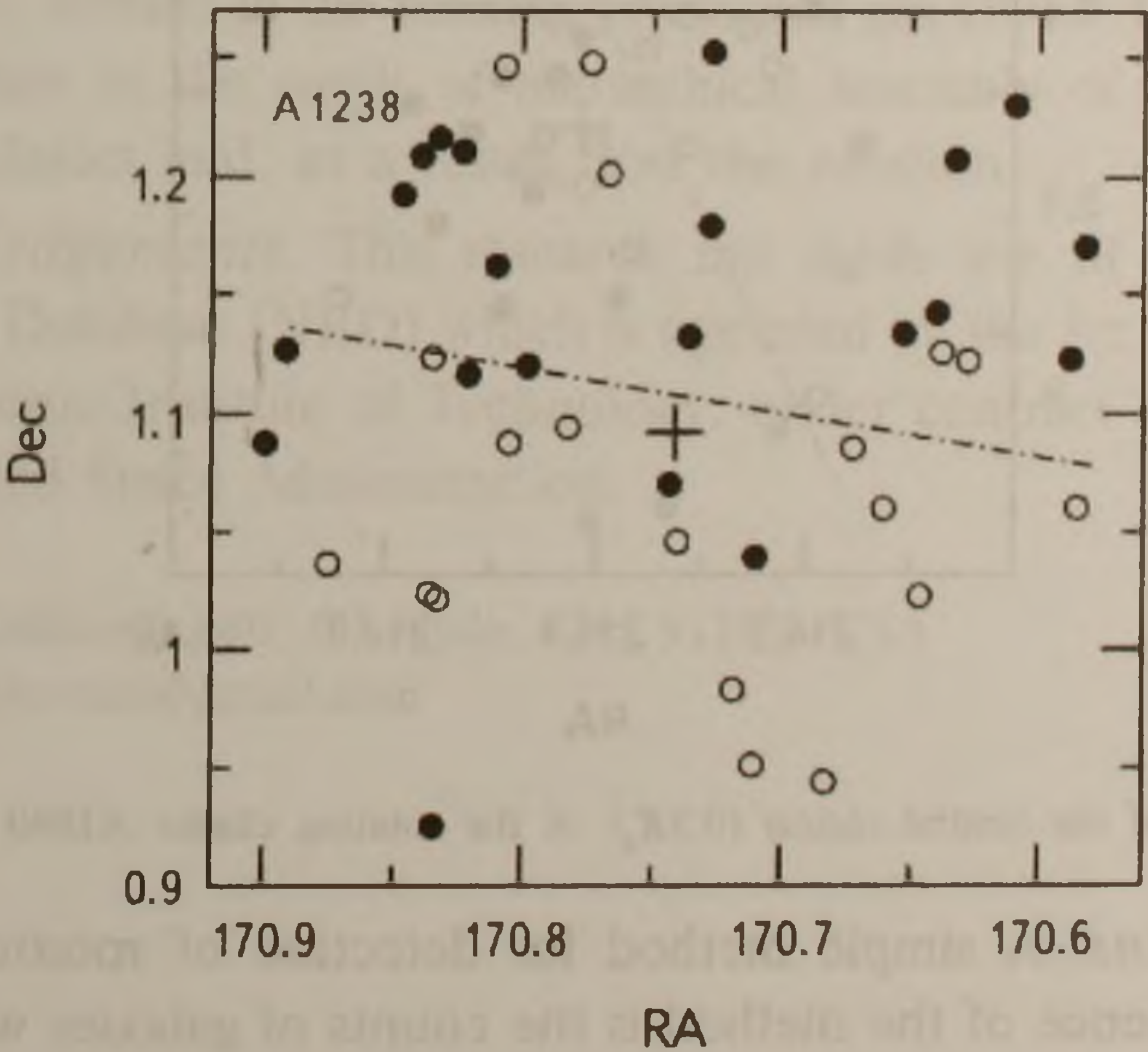


Fig.3. The map of the central region ($0.5R_A$) of the rotating cluster A1238.

which the information is presented (W-West, E-East, NE-North-East, etc.); columns 3 and 4 - the number of galaxies with velocities respectively lower and higher of the mean velocity of galaxies in the studied area of the cluster. At the upper and lower lanes for each cluster the numbers of galaxies at corresponding areas are presented.

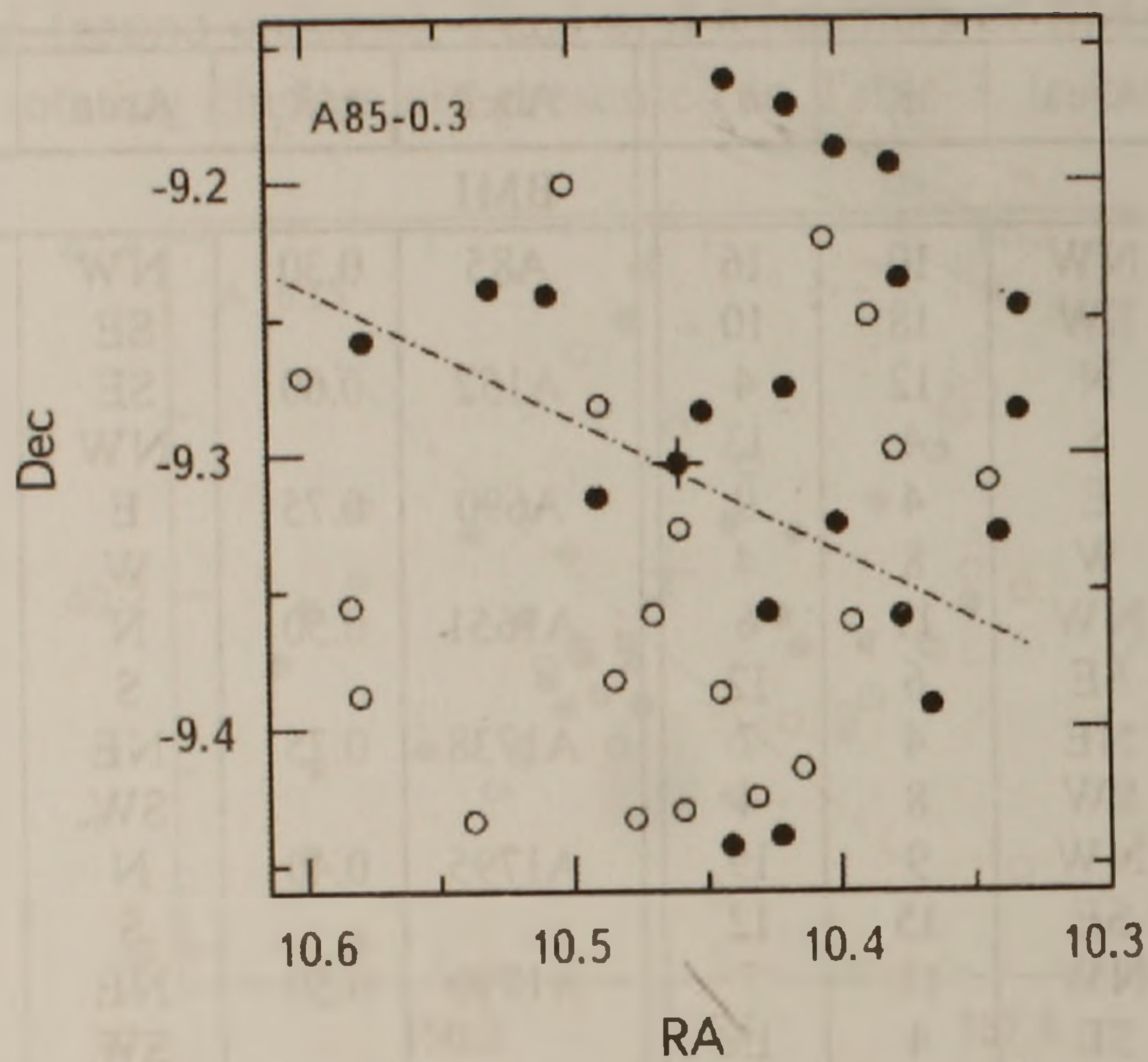


Fig.4. The map of the central region ($0.30R_A$) of the rotating cluster A85.

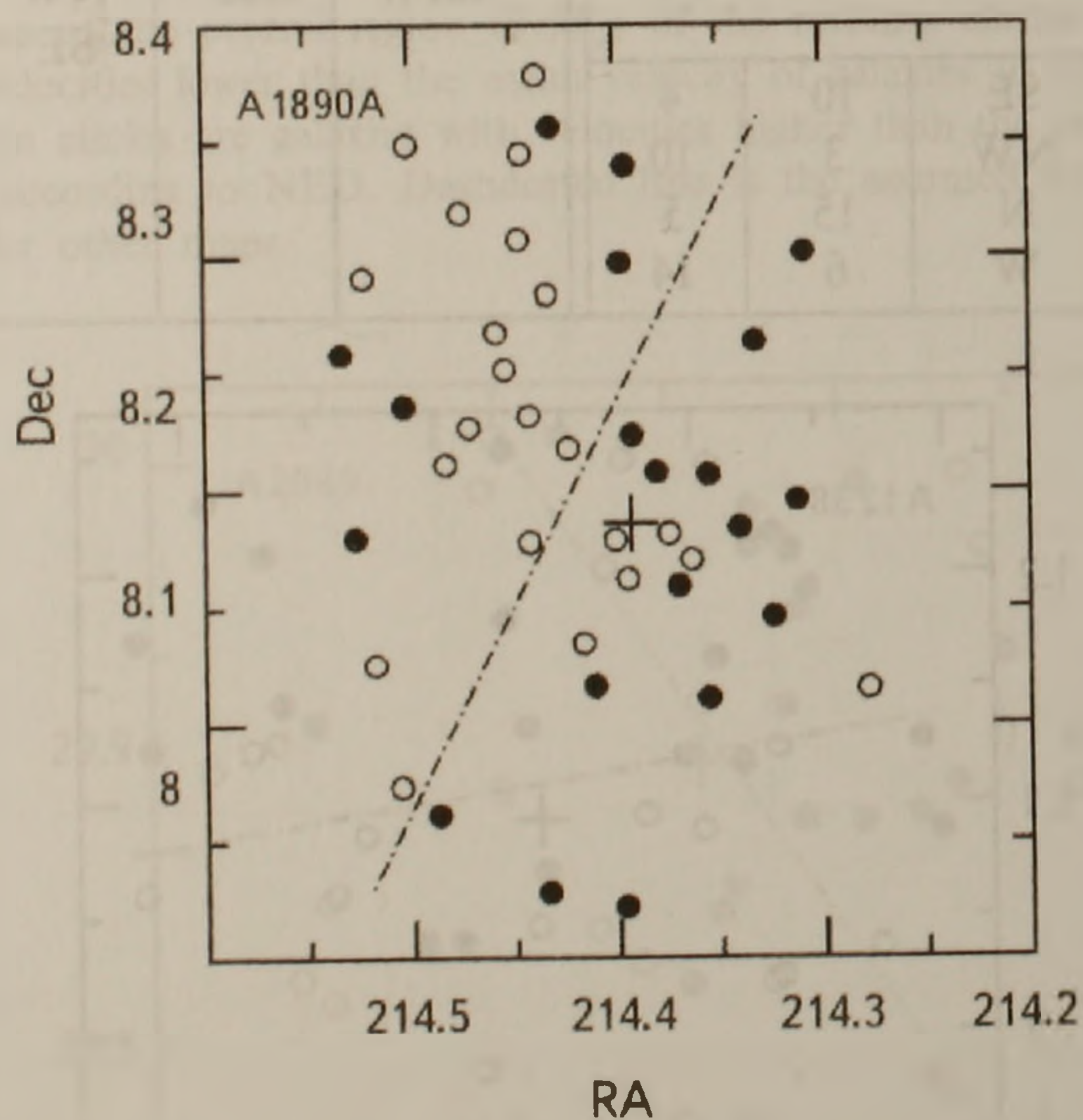


Fig.5. The map of the central region ($0.5R_A$) of the rotating cluster A1890.

3. *Conclusions.* A simple method for detection of rotating clusters is proposed. The essence of the method is the counts of galaxies with velocities lower and higher of the cluster mean velocity at different halves of the cluster.

The method does not depend on the distance of member galaxies along the line of sight within the cluster, that affects other methods for search for cluster rotation. The applied simple method allowed to detect 17 rotating clusters among studied 65, i.e. more than the quarter of studied clusters are rotating. Note, that the rotation may not be detected for clusters the rotation axes of which is oriented close to the line of sight. The rate of rotating clusters detection is much higher than in other attempts to find rotation (e.g. [16-18; 20-22]).

The detection rate is incomparably high for flat clusters with $f = a/b > 1.8$, which were assumed to be rotating. In seven out of 18 flat clusters the numbers of galaxies moving in opposite directions significantly differ from each other. Most probably they are two clusters in the state of merging. Out of the rest 11 really flat clusters, seven clusters, i.e. about 64%, are rotating. Meanwhile, only two rotating clusters, $\approx 15\%$, are found among 13 round clusters. The rate of rotating cluster is also very high among clusters of BMI type, the cD galaxy in which is brighter than the second by brightness galaxy by more than 1 magnitude. These clusters preferentially did not have merging in their life, as it was suggested by Tovmassian and Andernach [26]. Seven out of the studied 20 BMI clusters, i.e. 35%, are found to be rotating. And only one rotating cluster, i.e. $\approx 6\%$, was found among 16 NBMI clusters, which most probably have experienced mergings in the past [26]. The single rotating NBMI cluster is A2147, which is also included in the sample of flat clusters. The high percentage of rotating clusters among clusters of BMI type proves that they are indeed systems that have not experienced mergings and preserved the rotation of primordial gas clouds from which they were formed.

The found high rate of rotating clusters support the opinion that clusters were originally formed in the rotating primordial gas cloud. Then most of them became reacher in the result of hierarchical assembly of other groups and clusters of galaxies and, as a result, lost the rotation.

Acknowledgements. This research has made use of the NASA/IPAC Extragalactic Database (NED) which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract with the National Aeronautics and Space Administration.

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

ВРАЩЕНИЕ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК

Г.М.ТОВМАСЯН

Предложен метод для обнаружения вращения скоплений галактик, основанный на изучении распределения в скоплении галактик со скоростями, меньшими и большими средней скорости скопления. Поиск вращения сделан у плоских скоплений с отношением осей скопления $a/b > 1.8$ и скоплений типа ВМІ, вращение которых ожидалось. Для сравнения исследованы также круглые скопления и скопления типа NВМІ, вторая по яркости галактика в которых не отличается значительно от яркости сD галактики скопления. Вращение было обнаружено у 17-ти из исследованных 65 скоплений. Относительное количество вращающихся скоплений значительно выше среди плоских скоплений, 60%, и скоплений типа ВМІ с доминирующей по яркости галактикой типа сD, приблизительно 35%. Полученные результаты показывают, что скопления сформировались из первичного гигантского газового облака и сохранили вращение первичного облака, если не претерпели в прошлом слияний с другими скоплениями или группами галактик, что могло привести к потере вращения.

Ключевые слова: скопление галактик: вращение

REFERENCES

1. E.Reg'os, M.J.Geller, *Astrophys. J.*, **377**, 14, 1991.
2. M. van Haarlem et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **264**, 71, 1993.
3. A.Diaferio, M.J.Geller, *Astrophys. J.*, **481**, 633, 1997.
4. A.Diaferio, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **309**, 610, 1999.
5. K.Rines et al., *Astron. J.*, **126**, 2152, 2003.
6. M.Kalinkov, *DoBAN*, **21**, 621, 1968.
7. S.A.Gregory, *Astrophys. J.*, **199**, 1, 1975.
8. S.A.Gregory, W.G.Tifft, *Astrophys. J.*, **205**, 716, 1976.
9. S.A.Gregory, L.A.Thompson, *Astrophys. J.*, **213**, 345, 1977.
10. J.Materne, U.Hopp, *Astron. Astrophys.*, **124**, L13, 1983.
11. J.Materne, *Messenger*, **37**, 19, 1984.
12. B.A.Williams, *Astrophys. J.*, **311**, 25, 1986.
13. W.R.Oegerle, J.M.Hill, *Astron. J.*, **104**, 2078, 1992.
14. L.Sodr'e, V.H.Capelato, J.E.Steiner, D.Proust, A.Mazure, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **259**, 233, 1992.
15. A.Biviano, F.Durret, D.Gerbal et al., *Astron. Astrophys.*, **311**, 95, 1996.

16. *R. Den Hartog, P. Katgert*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **279**, 349, 1996.
17. *R.A. Dupke, J.N. Bregman*, Astrophys. J., **562**, 266, 2001.
18. *R.A. Dupke, J.N. Bregman*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **161**, 224, 2005.
19. *H.M. Tovmassian*, astro-ph/0212110, 2002.
20. *W.S. Burgett, M.M. Vick, D.S. Davis et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **352**, 605, 2004.
21. *M. Kalinkov, T. Valchanov, I. Valtchanov, I. Kuneva*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **359**, 1491, 2005.
22. *H.S. Hwang, M.G. Lee*, Astrophys. J., **662**, 236, 2007.
23. *H.M. Tovmassian, M.A. Mnatsakanian*, (in preparation), 2015.
24. *G.O. Abell, H.G. Corwin, R.P. Olowin*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **70**, 138, 1989.
25. *M.F. Strubble, C. Ftacfas*, Astron. J., **108**, 1, 1994.
26. *H.M. Tovmassian, H. Andernach*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **427**, 2047, 2012.
27. *L. Bautz, W.W. Morgan*, Astrophys. J., **162**, L149, 1970.
28. *C.P. Ahn et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **203**, 21, 2012.
29. *H. Andernach, H. Waldthausen, R. Wielebinski*, A&AS, **41**, 339, 1980.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ SBS ГАЛАКТИК. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ. ОБИЛИЕ КИСЛОРОДА И АЗОТА

М.В.ГЮЛЬЗАДЯН

Поступила 13 марта 2015

Принята к печати 24 июня 2015

На основе спектров из SDSS DR7 определены физические условия, а также содержание кислорода и азота в 36 галактиках SBS с УФ-избытком и/или без УФ-избытка, но с эмиссионными линиями. Установлено, что SBS 0808+578 является AGN, в то время как остальные объекты являются либо HII галактиками, либо HII областями в галактиках. Для всех этих объектов содержание кислорода $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ находится в интервале $7.85 \div 8.61$, а отношение обилий $\log(\text{N}/\text{O})$ - в интервале $1.45 \div 0.4$. Они занимают на (N/O - O/H) диаграмме такую же область, как и HII области с высоким уровнем возбуждения. Галактик с высоким металлодефицитом не обнаружено. По величине $\text{H}\alpha$ потоков был определен темп звездообразования (SFR) исследуемых галактик. Значения найденных SFR, находящиеся в интервале $0.001 \div 6 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, близки к значениям, наблюдаемым в типичных областях звездообразования в спиральных и неправильных галактиках.

Ключевые слова: *галактики с эмиссионными линиями: UV-избыток: металличность: темп звездообразования*

1. *Введение.* Исследование физических условий и химического состава галактик имеет важное значение для понимания процессов их формирования и эволюции. Оно обусловлено тем, что химический состав галактик зависит от различного рода физических процессов, протекающих в них, таких как явление звездообразования и массообмен между ними и их окружением.

Простейшим способом изучения химического состава галактик с эмиссионными линиями является исследование HII областей в оптическом диапазоне, свечение которых обусловлено коротковолновым излучением совокупностей ранних O, B-звезд (ОВ-ассоциации). Определение распространенности кислорода и азота в HII областях считается более надежным, когда электронную температуру удастся определить непосредственно, используя отношение линий $\text{OIII } \lambda 4363 / \text{OIII } \lambda 5007$. Этот метод называется классическим Те методом, а часто - и прямым методом. Когда указанный метод не может быть использован (в связи с отсутствием измерений требуемой слабой $[\text{OIII}] \lambda 4363$ авроральной линии в спектрах HII областей), то в качестве индикаторов содержания кислорода могут быть использованы комбинации интенсивностей сильных линий HII областей, как это делается в случае туманностей [1,2]. Этот метод, называемый обычно методом

"сильной линии", получил широкое распространение. Для выявления влияния эмиссионных линий, чувствительных к металлам, на оценки металличности или температуры, были предложены различные методы (см., напр., [3-11]). Для определения металличности, играющей ключевую роль в исследовании галактик, широко используются данные о содержании кислорода и азота.

2. *Выборка.* Второй Бюраканский Обзор (SBS), являясь продолжением маркарянковского обзора, содержит галактики относительно слабых звездных величин и охватывает приблизительно 991 квадратный градус Северного неба [12]. В этой области неба были отождествлены 1865 галактик, из которых 188 являются объектами Маркаряна [13]. Основная часть интегральных данных для вышеупомянутых галактик представлена в работах [12,13]. Область неба, покрытая SBS, представлена в каталоге SDSS (Sloan Digital Sky Survey; <http://www.sdss.org>).

SDSS является одним из наиболее важных астрофизических проектов [14,15]. Его целью является фотометрическое и спектральное исследование четверти (≈ 10000 квад. град.) небесной сферы. Наблюдения проводятся на специально построенном для этого проекта 2.5-м телескопе (модифицированная система Ричи-Кретьена с полем зрения 3°) [16] в Нью-Мексико (США).

Для идентификации SBS галактик мы использовали результаты SDSS DR7 [17], взятые из <http://www.sdss.org/ds7>. Каталог насчитывает примерно 357 млн объектов до $22^m.5$. Для 930 тысяч галактик, 120 тысяч квазаров и 460 тысяч звезд получено приблизительно $1.6 \cdot 10^6$ спектров.

Выделив SBS галактики, для которых в SDSS DR7 имеются фотометрические или спектральные данные, мы сделали кросс-корреляцию между галактиками SBS и объектами в SDSS. Для 66 галактик из 1350, спектры впервые были получены в SDSS. В спектрах этих галактик наблюдаются эмиссионные линии $H\alpha$, $H\beta$, $[OIII] \lambda\lambda 4959 \text{ \AA}$, $5007 \text{ \AA}$, $[NII] \lambda\lambda 6548 \text{ \AA}$, $6584 \text{ \AA}$, $[OII] \lambda\lambda 3726 \text{ \AA}$, $3729 \text{ \AA}$, $[OI] \lambda 6300 \text{ \AA}$, $[SII] \lambda\lambda 6717 \text{ \AA}$, $6731 \text{ \AA}$ и т.д.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В SBS ГАЛАКТИКАХ

SBS	$F_{corr}(H\beta)$	$A(H\alpha)$	$I(H\gamma)$	$I[OII]$ $\lambda 3727$	$I[OIII]$ $\lambda 4959$	$I[OIII]$ $\lambda 5007$	$I[NII]$ $\lambda 6548$	$I[NII]$ $\lambda 6584$	$I[SII]$ $\lambda 6717$	$I[SII]$ $\lambda 6731$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0800+542	519.46	0.72	0.20	1.84	0.30	0.91	0.24	0.87	0.55	0.43
0806+573	225.24	0.82	0.14	1.04	0.37	0.23	0.25	0.81	0.60	0.46
0807+568	1940.04	2.14	0.07	1.54	0.22	0.25	0.34	1.22	0.47	0.37
0808+573	3215.32	1.78	0.16	2.52	2.33	7.16	1.06	3.29	0.56	0.65
0819+573	491.44	0.61	0.29	1.47	0.36	1.18	0.17	0.51	0.49	0.43

Таблица 1 (Окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
0819+575	1348.00	1.05	0.26	1.87	0.24	0.73	0.27	0.84	0.60	0.44
0826+582B	2506.26	1.97	0.24	0.70	0.08	0.21	0.32	1.06	0.36	0.27
0830+590	906.53	1.47	0.11	3.02	0.09	0.18	0.32	1.11	0.35	0.30
0831+608	888.63	1.49		0.95	0.10	0.16	0.29	0.94	0.36	0.29
0837+578	175.75	0.61	0.02	1.68	0.23	0.70	0.23	0.81	0.73	0.51
0843+582	1341.85	1.10	0.20	0.80	0.07	0.22	0.33	0.91	0.42	0.33
0925+505	66.93	0.23		0.86	0.17	0.36	0.29	1.06	0.65	0.48
0928+577B	2008.31	1.30	0.04	0.50	0.28	0.11	0.43	1.29	0.26	0.24
0941+521	32.28	-0.03	0.04	1.26	0.44	1.13	0.09	0.46	0.64	0.43
0958+599	109.47	-0.15	0.16	0.00	0.62	1.89	0.08	0.34	0.56	0.41
1010+593	152.13	0.47	0.11	2.03	0.27	0.68	0.22	0.80	0.62	0.41
1020+571	185.30	-0.37	0.35	0.00	0.73	1.97	0.03	0.15	0.35	0.26
1108+515	174.04	0.72	0.16	2.29	0.72	2.23	0.07	0.24	0.53	0.33
1135+575	750.69	1.23	0.19	0.72	0.16	0.12	0.33	1.07	0.21	0.23
1208+566	307.87	0.79	0.26	0.75	0.07	0.21	0.44	1.36	0.41	0.38
1243+541	44.54	-0.42	0.03	1.51	0.21	0.77	0.14	0.42	0.60	0.49
1309+534B	403.85	0.22	0.31	1.69	0.33	1.04	0.17	0.64	0.49	0.39
1403+559	809.37	0.96	0.18	1.82	0.28	0.86	0.22	0.66	0.55	0.43
1411+546A	240.85	0.17	0.31	0.00	0.96	2.84	0.06	0.22	0.36	0.27
1418+514	2033.93	0.93	0.36	1.63	0.23	0.64	0.29	0.90	0.44	0.33
1438+507A	482.06	0.61	0.25	1.39	0.21	0.55	0.28	0.90	0.52	0.40
1443+584	512.45	1.12	0.30	1.08	0.11	0.26	0.29	0.95	0.47	0.31
1451+517	251.57	1.23		1.20	0.00	0.23	0.43	1.17	0.41	0.28
1458+600B	638.67	0.75	0.26	2.22	0.38	1.17	0.15	0.54	0.57	0.41
1505+607	1161.07	0.58	0.29	1.30	0.17	0.48	0.26	0.84	0.49	0.36
1515+506	620.76	1.21	0.25	1.48	0.25	0.30	0.29	1.01	0.43	0.32
1515+556	56.16	-0.38	0.14	1.98	0.56	1.23	0.14	0.36	0.57	0.45
1528+509A	792.98	0.72	0.28	1.66	0.21	0.63	0.28	0.86	0.47	0.32
1539+505	762.79	1.38	0.12	0.87	0.39	0.16	0.29	0.96	0.42	0.28

Из 66 SBS галактик лишь у 36 эквивалентная ширина линии H β больше двух. Учитывая надежность спектральных данных указанных 36 галактик, было сделано детальное спектрофотометрическое исследование для определения физических условий и химического состава.

В табл.1 приведены F_{corr} (H β), A (H α) и относительные интенсивности вышеупомянутых линий.

3. *Исследование спектров SBS галактик.* Спектры исследованных галактик взяты из сайта SDSS DR7. Линейные размеры объектов, наблюдавшихся с диафрагмой 3", находятся в пределах от 10.45 до 0.232 кпк. При вычислении абсолютного потока эмиссионных линий были учтены влияние покраснения в континууме и эффект абсорбционных компонентов спектральных линий, обусловленный звездной составляющей. Чтобы различить галактики с звездообразованием (SF) от ядер активных галактик

(AGN), мы использовали критерий Ли [18], (см., также [19,20]). Для этих галактик зависимость $[NII]/H\alpha - [OIII]/H\beta$ на двумерной диаграмме классификации показана на рис.1.

Для классификации SBS галактик, в которых эквивалентные ширины линий $[NII]$ или $[OIII]$ были меньше $2\text{ \AA}$, мы использовали критерии Хо [21]. Эти галактики классифицируются как SF объекты, если в их спектрах $[OI]\lambda 6300/H\alpha < 0.08$, $[NII]\lambda 6584/H\alpha < 0.6$ и $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731/H\alpha < 0.4$. В результате анализа выяснилось, что за исключением объекта SBS 0808+573, который классифицируется как AGN, остальные 35 объектов являются SF галактиками, излучение которых имеет тепловую природу.

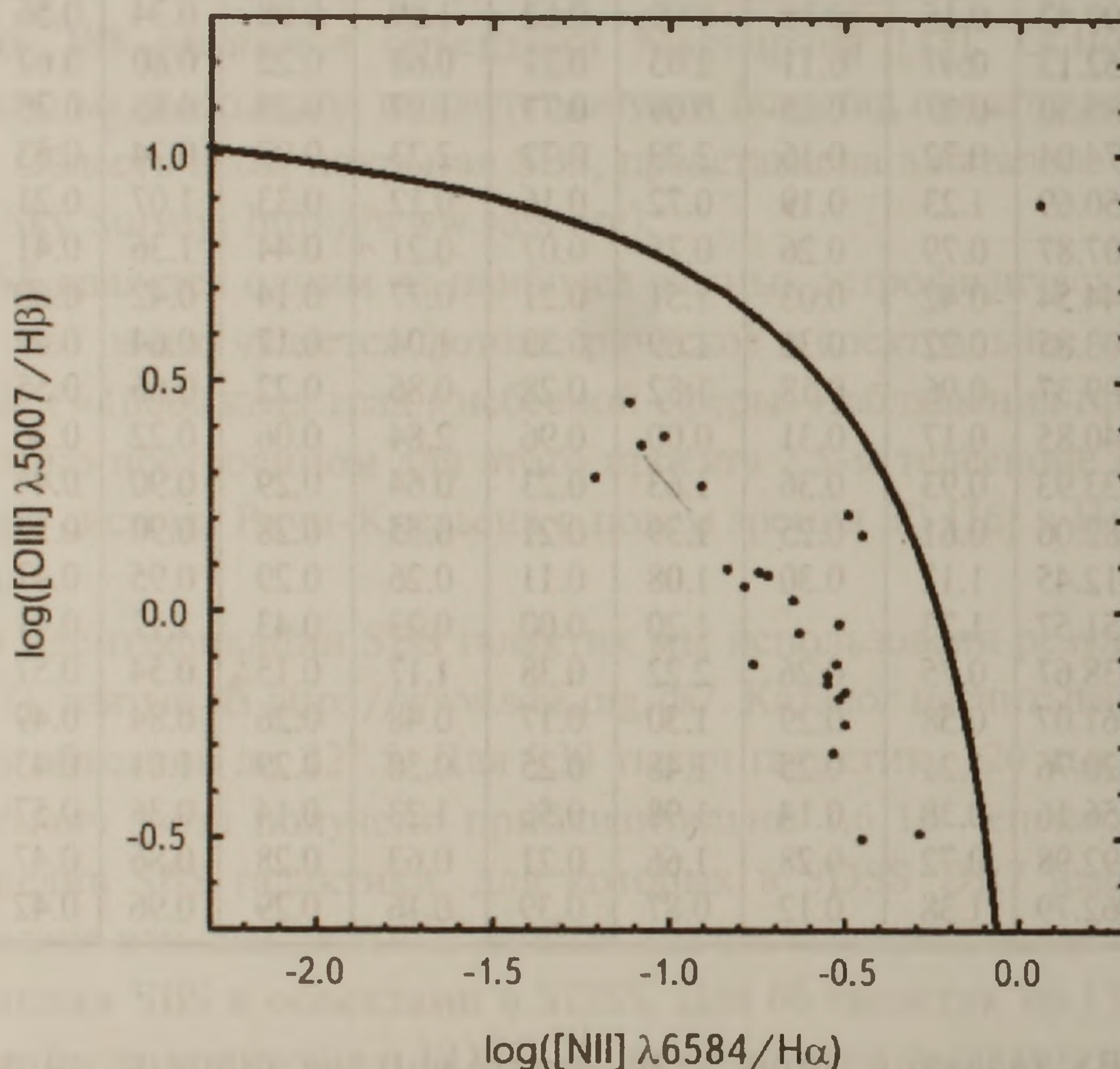


Рис.1. Распределение SBS галактик на двумерной $[NII]/H\alpha - [OIII]/H\beta$ классификационной диаграмме. Справа от линии диапазон AGN, а слева диапазон SF галактик ([18] Lee и др. 2007).

Согласно [13], из 36 исследованных галактик, 25 галактик обладают эмиссионными линиями, а 11 - еще и ультрафиолетовым избытком, причем у одного из них он выражен сильно, у трех - умеренно и у семи - слабо [12].

4. *Темп звездообразования в ядерных областях SBS галактик.* Исследованию процесса формирования звезд в ядерных областях галактик посвящено много работ (см., напр., [21,22]). Для значительной части галактик темп звездообразования (Star Formation Rate - SFR) в этих областях невелик и в среднем находится в интервале $\sim 0.1 \div 0.15 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$

([21,23]. Большие значения SFR в основном наблюдаются в галактиках, которые имеют сильное инфракрасное излучение. Высокий уровень звездообразования в этих объектах сочетается с переизлучением пылевой составляющей и молекулярными компонентами УФ-излучения молодых звезд [24].

Известно, что ионизация водорода в основном обусловлена УФ-излучением молодых массивных ($M \geq 10 M_{\odot}$) звезд. В связи с этим

Таблица 2

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ SBS ГАЛАКТИК

SBS	$E_W(\text{H}\alpha)$	$F(\text{H}\alpha)$ (10^{-17} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$)	$A(\text{H}\alpha)$	FWHM (H α)	D (Мпк)	$1''.5 - r$ (пк)	$L(\text{H}\alpha)$ (эрг с^{-1})	NLyC	N(OIV)	SFR ($M_{\odot}$ год^{-1})	SFR кпк^{-2}
0800+542	34.31	1485.64	0.72	211.03	160.64	1168.21	4.601E+40	3.314E+52	3314	0.36	0.34
0806+573	21.79	644.19	0.82	178.83	102.54	745.69	8.128E+39	5.854E+51	585	0.06	0.15
0807+568	30.53	5548.53	2.14	253.01	177.86	1293.46	2.106E+41	1.517E+53	15172	1.66	1.27
0808+573	33.39	9195.81	1.78	701.92	334.01	2428.99	1.231E+42	8.867E+53			
0819+573	50.16	1405.51	0.61	175.91	106.54	774.80	1.915E+40	1.379E+52	1379	0.15	0.32
0819+575	49.42	3855.28	1.05	204.68	106.23	772.53	5.221E+40	3.76E+52	3760	0.41	0.88
0826+582B	35.31	7167.90	1.97	227.00	160.50	1167.21	2.216E+41	1.596E+53	15960	1.75	1.64
0830+590	37.53	2592.68	1.47	295.54	493.06	3585.60	7.563E+41	5.448E+53	54478	5.98	0.59
0831+608	23.38	2541.49	1.49	222.59	320.04	2327.41	3.124E+41	2.25E+53	22500	2.47	0.58
0837+578	15.17	502.64	0.61	166.54	102.64	746.45	6.355E+39	4.577E+51	458	0.05	0.11
0843+582	36.77	3837.68	1.1	191.22	111.21	808.74	5.696E+40	4.102E+52	4102	0.45	0.88
0925+505	14.7	191.43	0.23	193.23	232.81	1693.06	1.245E+40	8.968E+51	897	0.10	0.04
0928+577B	19.55	5743.76	1.3	213.39	115.97	843.32	9.269E+40	6.676E+52	6676	0.73	1.31
0941+521	20.08	91.31		169.85	136.78	994.69	2.05E+39	1.477E+51	148	0.02	0.02
0958+599	26.13	295.64		166.94	44.15	321.09	6.916E+38	4.982E+50	50	0.01	0.07
1010+593	21.7	435.10	0.47	185.23	119.75	870.86	7.488E+39	5.393E+51	539	0.06	0.10
1020+571	39.13	458.50		165.17	15.97	116.12	1.403E+38	1.01E+50	10	0.00	0.10
1108+515	39.41	497.76	0.72	173.85	107.32	780.46	6.88E+39	4.955E+51	496	0.05	0.11
1135+575	26.64	2146.98	1.23	211.42	264.26	1921.78	1.799E+41	1.296E+53	12959	1.42	0.49
1208+566	28.51	880.50	0.79	205.78	202.60	1473.34	4.337E+40	3.124E+52	3124	0.34	0.20
1243+541	15.53	107.88		169.82	118.98	865.22	1.8325E+39	1.32E+51	132	0.01	0.02
1309+534B	4658	115.00	0.22	177.31	114.32	831.35	1.8113E+40	1.305E+52	1305	0.14	0.26
1312+522	24.53	1196.18	0.84	180.85	129.82	944.10	2.4193E+40	1.743E+52	1743	0.19	0.27
1355+544A	38.65	403.01		174.83	102.26	743.65	5.0571E+39	3.643E+51	364	0.04	0.09
1403+559	37.21	2314.81	0.96	185.33	141.41	1028.36	5.5546E+40	4.001E+52	4001	0.44	0.53
1411+546A	72.7	688.83	0.17	173.48	26.40	191.99	5.7611E+38	4.15E+50	41	0.00	0.16
1418+514	107.49	15817.04	0.93	203.14	247.82	1802.22	4.2872E+41	3.088E+53	30879	3.39	1.33
1438+507A	43.63	1378.69	0.61	202.08	259.04	1883.80	1.1102E+41	7.996E+52	7996	0.88	0.31
1443+584	25.52	1465.61	1.12	203.56	113.15	822.87	2.2518E+40	1.622E+52	1622	0.18	0.33
1451+517	21.73	719.18	1.23	248.95	654.43	4759.13	3.6977E+41	2.663E+53	26633	2.92	0.16
1458+600B	49.04	1826.60	0.75	217.45	154.59	1124.24	5.2385E+40	3.773E+52	3773	0.41	0.42
1505+607	63.66	3320.66	0.58	212.46	173.28	1260.12	1.1965E+41	8.618E+52	8618	0.95	0.76
1515+506	45.56	1775.36	1.21	263.71	442.56	3218.36	4.1726E+41	3.005E+53	30054	3.30	0.41
1515+556	16.44	138.29		164.94	106.54	774.80	1.8837E+39	1.357E+51	136	0.01	0.03
1528+509A	66	2267.92	0.72	223.74	277.58	2018.64	2.097E+41	1.51E+53	15104	1.66	0.52
1539+505	25.42	21.81.59	1.38	239.96	273.20	1986.75	1.9539E+41	1.407E+53	14074	1.54	0.50

интенсивность рекомбинационных линий водорода может отражать текущий темп звездообразования в галактиках. Поскольку излучение изучаемых нами галактик в основном тепловое, и в спектрах этих объектов наблюдается эмиссионная линия $H\alpha$, то эту линию можно использовать для определения SFR [25].

В табл.2 представлены некоторые физические характеристики этих галактик.

5. Звездное население. О количестве звезд ионизирующих газовую среду в галактиках можно судить по интенсивности эмиссионной линии $H\beta$. По Остерброку [26], существует прямая корреляция между $L(H\beta)$ и количеством квантов лаймановского континуума LyC , испускаемых в основном звездами раннего типа. В предположении, что указанные кванты излучаются преимущественно звездами класса O7V, оценивалось количество звезд в исследуемых областях. Значение количества LyC квантов, излучаемых одной звездой класса O7V, взято из работы [27]. Следует отметить, что данный расчет звезд выполнялся в SDSS спектрах в области $1''.5$ углового радиуса. Наибольшее количество звезд O7V класса (N_{O7V}) - более 54000, было получено для галактики SBS 0830+590. Для 10 SBS галактик количество звезд класса O7V больше 10000. Эти значения также включены в табл.2.

6. Электронная плотность. Содержание кислорода и азота. Наиболее характерной особенностью химического состава галактик является обилие кислорода (см., напр., [6,28] и азота (см., напр., [29]). Их содержание в галактиках определяется по относительным интенсивностям эмиссионных линий в оптическом диапазоне. Упомянутый выше метод Te ("direct method" [7,30,31]) основан на измерении электронной температуры t_3 в [OIII] области и электронной температуры t_2 в [OII] области. Отношение $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007/[OIII]\lambda 4363$ обычно используется для определения t_3 (метод Амбарцумяна), в то время как отношения $[NII]\lambda\lambda 6548, 6584/[NII]\lambda 5755$ и $[OII]\lambda\lambda 3726, 3729/[OII]\lambda\lambda 7320, 7330$ - для определения t_2 . Следует отметить, что в областях с высокой металличностью линии [OIII] $\lambda 4363$ и [NII] $\lambda 5755$ очень слабые. В таких случаях, содержание кислорода определяют эмпирически, путем большого числа измерений прямым методом.

В спектрах наших галактик эквивалентная ширина эмиссионной линии [OIII] $\lambda 4363$ мала и не используется. В таких случаях особенно популярны и часто используются эмпирические зависимости, предложенные в работах [1,2]. Для определения содержания кислорода в галактиках при помощи эмпирического метода, в качестве основной наблюдательной характеристики берется отношение $R_{23} = ([OII]\lambda\lambda 3726, 3729 + [OIII]\lambda\lambda 4959, 5007)/H\beta$.

Для 32 из 36 галактик нашей выборки было рассчитано содержание кислорода и азота. Для определения электронных температур ионов O^{++} ,

O^+ и N^+ , использовался эмпирический метод, предложенный в работе [32]. Для этого брались запрещенные линии $[OII] \lambda\lambda 3726, 3729$; $[OIII] \lambda\lambda 4959, 5007$, $[NII] \lambda\lambda 6548, 6584$ и $[SII] \lambda\lambda 6717, 6731$.

Для дальнейшего изложения введем следующие обозначения.

$$R_2 = [OII](\lambda 3727 + \lambda 3729) = I_{[OII](\lambda 3727 + \lambda 3729)} / I_{H\beta},$$

$$N_2 = [NII](\lambda 6548 + \lambda 6584) = I_{[NII](\lambda 6548 + \lambda 6584)} / I_{H\beta},$$

$$S_2 = [SII](\lambda 6717 + \lambda 6731) = I_{[SII](\lambda 6717 + \lambda 6731)} / I_{H\beta},$$

$$R_3 = [OIII](\lambda 4959 + \lambda 5007) = I_{[OIII](\lambda 4959 + \lambda 5007)} / I_{H\beta}.$$

$$P = R_3 / (R_3 + R_2)$$

$$t_2 = T[OII] \times 10^{-4}.$$

Известно, что $[OII]$, $[NII]$, $[SII]$ линии появляются примерно при одинаковой температуре. Связь между t_2 электронной температурой в области O^+ и t_3 электронной температурой в области O^{++} дается формулой: $t_2 = 0.672t_3 + 0.314$ [33].

Индикатором t_2 являются $\log(N_2/R_2)$ и $\log(S_2/R_2)$, а для t_3 - как P , так и $\log(R_3)$.

Мы использовали предложенную в [32] ONS калибровку, при которой в качестве индикаторов температуры и металличности используются отношения N_2/R_2 и S_2/R_2 . Как это предлагается в работе [32], области возникновения отмеченных линий были разделены на три отдельных класса [32]:

1) $(\log N_2 > -0.1)$: (холодный)

$$t_{ONS} = 1/[1.111 + 0.505P - 0.446\log R_3 + 0.081\log(N_2/R_2) - 0.008\log(S_2/R_2)],$$

$$12 + \log(O/H)_{ONS} = 8.277 + 0.657P - 0.399\log R_3 - \\ - 0.061\log(N_2/R_2) + 0.005\log(S_2/R_2),$$

$$12 + \log(N/H)_{ONS} = 7.811 + 0.290P - 0.081\log R_3 + \\ + 0.877\log(N_2/R_2) + 0.002\log(S_2/R_2),$$

2) $(\log N_2 < -0.1, \log(N_2/S_2) > -0.25)$: (среднетепловой)

$$t_{ONS} = 1/[1.325 - 0.007P - 0.229\log R_3 + 0.362\log(N_2/R_2) - 0.173\log(S_2/R_2)],$$

$$12 + \log(O/H)_{ONS} = 8.816 - 0.733P + 0.454\log R_3 + \\ + 0.710\log(N_2/R_2) - 0.337\log(S_2/R_2),$$

$$12 + \log(N/H)_{ONS} = 8.241 - 0.781P + 0.612\log R_3 + \\ + 1.455\log(N_2/R_2) - 0.209\log(S_2/R_2),$$

3) $(\log N_2 < -0.1, \log(N_2/S_2) < -0.25)$: (горячий)

$$t_{ONS} = 1/[1.318 - 0.649P + 0.283\log R_3 + 0.115\log(N_2/R_2) + 0.151\log(S_2/R_2)],$$

$$12 + \log(O/H)_{ONS} = 8.774 - 1.855P + 1.517\log R_3 +$$

$$+ 0.304 \log(N_2/R_2) + 0.328 \log(S_2/R_2),$$

$$12 + \log(N/H)_{\text{ONS}} = 8.080 - 1.476 P + 1.349 \log R_3 +$$

$$+ 1.259 \log(N_2/R_2) + 0.004 \log(S_2/R_2).$$

В табл.3 приводятся результаты, полученные для электронной температуры, обилия кислорода и азота. Из данных, касающихся содержания кислорода и азота, можно заключить, что среди исследованных галактик

Таблица 3

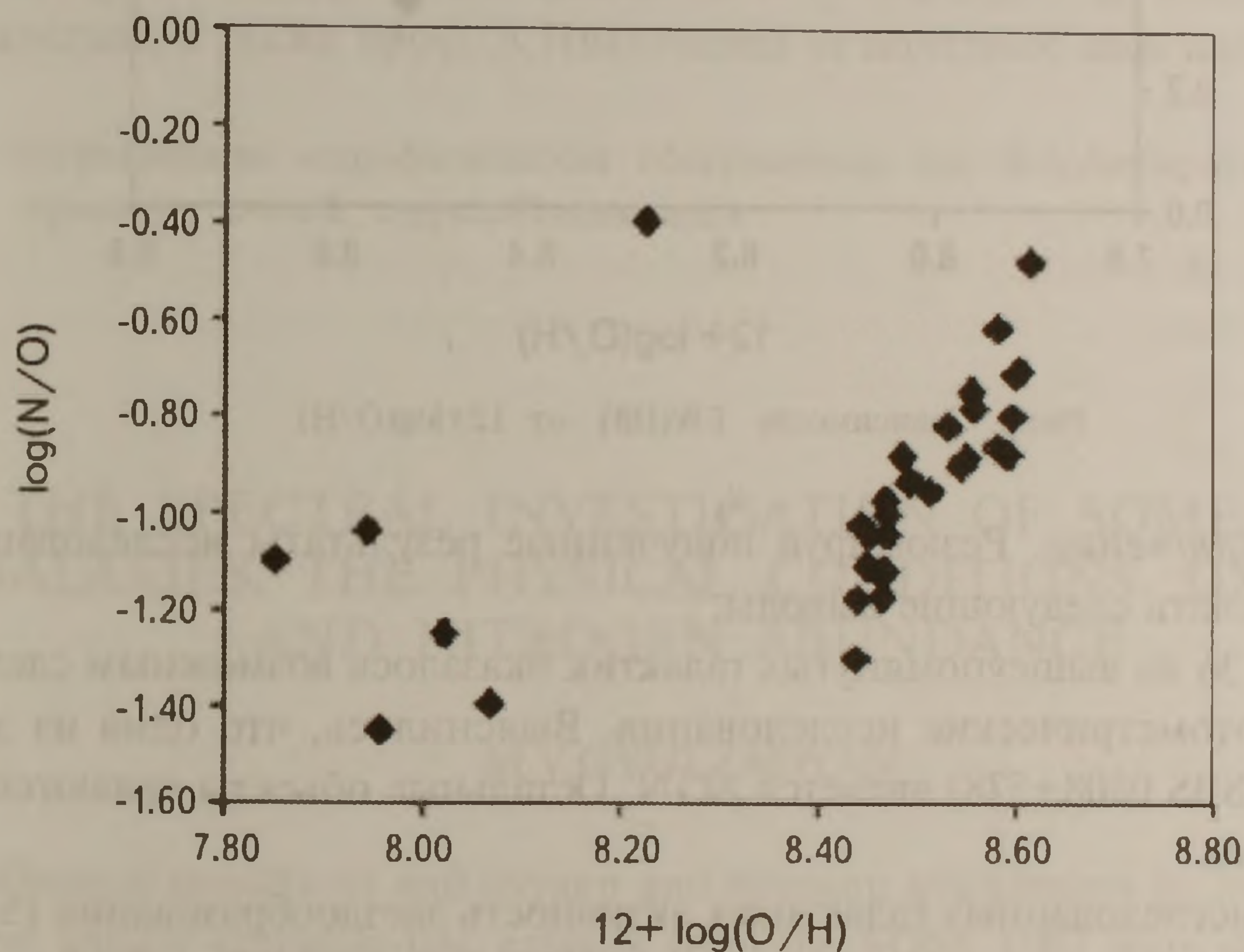
ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ, ЭЛЕКТРОННЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ
И СОДЕРЖАНИЕ КИСЛОРОДА И АЗОТА В SBS ГАЛАКТИКАХ

SBS	n_e	T[OII]	T[OIII]	12+Log(O/H)	12+Log(N/H)	log(O/N)
0800+542	204	8607	8135	8.44	7.42	1.02
0806+573	174	7679	6754	8.54	7.64	0.90
0807+568	193	7669	6739	8.48	7.61	0.88
0808+573	1194	9953	10138	8.22	7.83	0.40
0819+573	397	8806	8431	8.46	7.29	1.17
0819+575	125	8453	7906	8.45	7.41	1.04
0826+582B	138	6943	5659	8.60	7.90	0.70
0830+590	298	7428	6382	8.44	7.27	1.17
0831+608	249	7051	5820	8.58	7.72	0.86
0837+578	65	8355	7761	8.47	7.43	1.04
0843+582	199	7028	5785	8.60	7.80	0.80
0925+505	122	7433	6389	8.55	7.81	0.74
0928+577B	499	6858	5533	8.61	8.14	0.48
0941+521	20	10063	10302	7.94	6.91	1.04
0958+599	135					
1010+593	<10	8531	8022	8.45	7.34	1.11
1020+571	141					
1108+515	< 10	10501	10953	7.96	6.51	1.45
1135+575	948	6933	5645	8.60	7.89	0.71
1208+566	470	6905	5603	8.58	7.97	0.62
1243+541	305	9752	9839	7.85	6.75	1.10
1309+534B	236	8690	8260	8.47	7.35	1.12
1312+522	55	7081	5865	8.59	7.72	0.88
1355+544A	79	10540	11011	8.07	6.67	1.39
1403+559	232	8620	8155	8.46	7.34	1.12
1411+546A	132					
1418+514	136	8228	7572	8.47	7.50	0.97
1438+507A	165	8024	7269	8.49	7.56	0.93
1443+584	<10	7351	6267	8.55	7.67	0.88
1451+517	30	7201	6043	8.53	7.72	0.82
1458+600B	106	9086	8848	8.44	7.14	1.30
1505+607	104	7870	7039	8.51	7.56	0.95
1515+506	115	7804	6941	8.49	7.56	0.93
1515+556	227	9876	10024	8.02	6.78	1.25
1528+509A	36	8237	7585	8.47	7.47	1.00
1539+505	<10	7463	6432	8.56	7.78	0.78

нет галактик с низкой металличностью ($12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 7.6$). Видно также, что содержание кислорода в основном находится в области средних (и выше средних) значений: ($7.85 < 12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 8.61$). В то же время три объекта (SBS 0826+582B, SBS 0928+577B и SBS 1135+575) имеют высокую металличность $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \geq 8.6$.

Содержание азота по отношению к кислороду $\log(\text{N}/\text{O})$ находится в интервале от -1.45 до -0.4. Этот результат является типичным для сильно возбужденных областей [30,31].

На рис.2 представлена зависимость $\log(\text{N}/\text{O})$ от $12 + \log(\text{O}/\text{H})$. Она показывает, что $\log(\text{N}/\text{O})$ в диапазоне от $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.8$ до $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.2$ изменяется нерегулярно. При значениях $12 + \log(\text{O}/\text{H}) > 8.3$ наблюдается линейная зависимость между $\log(\text{N}/\text{O})$ и $\log(\text{O}/\text{H})$: с ростом $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ растет и $\log(\text{N}/\text{O})$.



и [OШ] для галактик SBS 098+599, SBS 1020+571 и SBS 1411+546A были меньше $2 \text{ \AA}$, поэтому для этих объектов не производились расчеты.

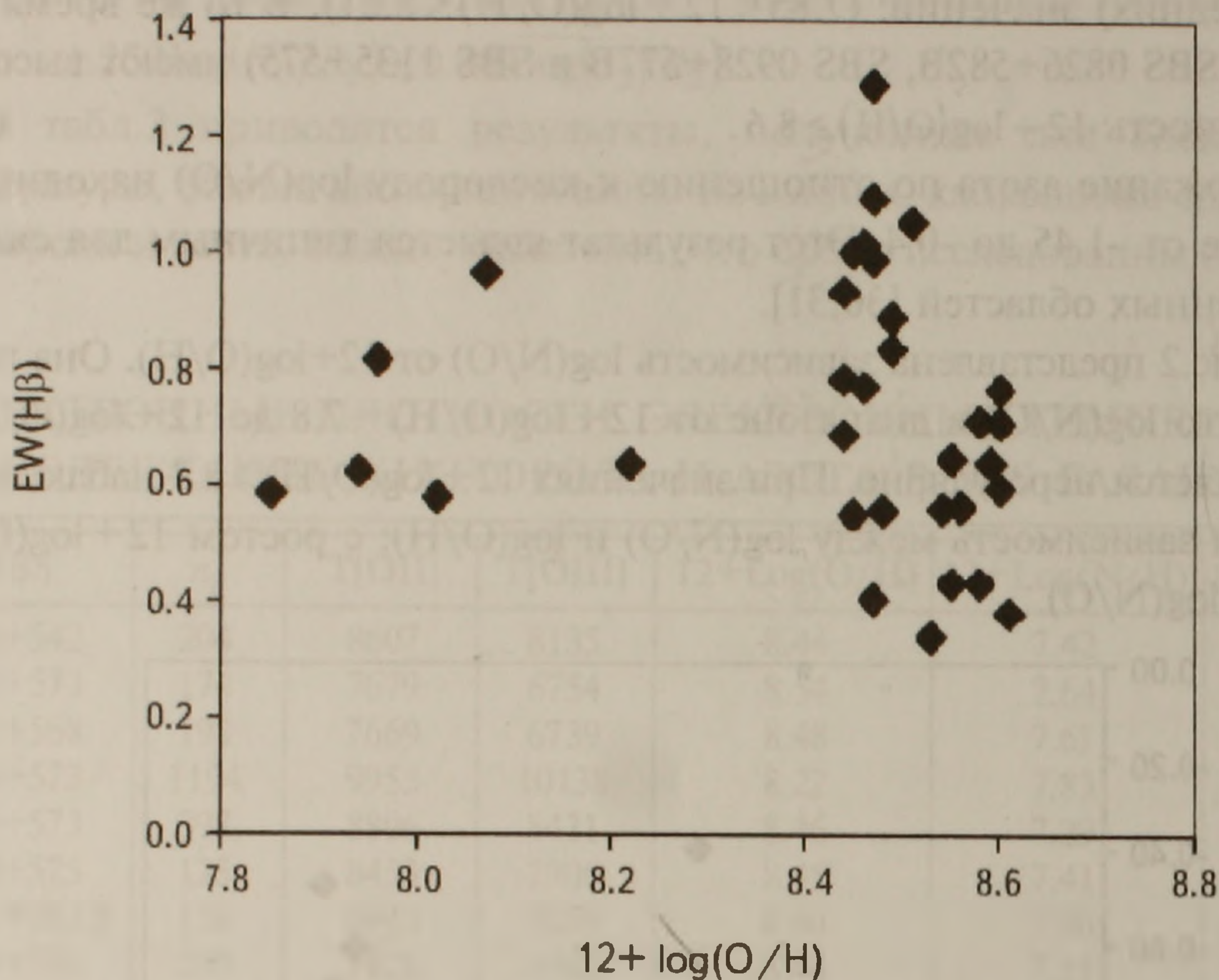


Рис.3. Зависимость $\text{EW}(\text{H}\beta)$ от $12 + \log(\text{O}/\text{H})$

7. Заключение. Резюмируя полученные результаты исследования, можно сделать следующие выводы:

- Для 36 из вышеупомянутых галактик оказалось возможным сделать спектрофотометрические исследования. Выяснилось, что одна из этих галактик (SBS 0808+578) является AGN. Остальные объекты являются SB галактиками.

- В исследованных галактиках активность звездообразования (SFR) находится в интервале $0.001 M_{\odot} \text{ год}^{-1} < \text{SFR} < 6 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Для 3 объектов SFR меньше $0.01 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$; для 9 объектов меньше $0.1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$, а для 10 объектов больше $1 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ и меньше $6 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Поверхностная плотность звездообразования находится в интервале $0.02 < \text{SFR кпк}^{-2} < 1.65$. А для четырех галактик это больше 1, что характерно для морфологических типов Merger [25].

- Ширина линии $\text{H}\alpha$ на половину максимума интенсивности в этих галактиках находится в диапазоне $164 \text{ км/с} < \text{FWHM}(\text{H}\alpha) < 296 \text{ км/с}$, а для SBS 0808+573, которая является AGN - $\text{FWHM}(\text{H}\alpha) = 702 \text{ км/с}$.

- У 11 объектов количество O7V звезд в HII областях превосходит 10000, а у 22 объектов эта величина находится в интервале $0.13 \cdot 10^3 \div 8.6 \cdot 10^3$. Среди исследованных галактик наибольшим количеством горячих O7V звезд и темпом звездообразования обладает галактика SBS 0830+590, у

которой указанные величины, соответственно, равны $54\ 478$ и $6\ M_{\odot}\ \text{год}^{-1}$.

- В исследованных галактиках относительное содержание кислорода и азота находится, соответственно, в интервалах $7.85 < 12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 8.61$ и $-1.45 < \log(\text{N}/\text{O}) < -0.4$ и $-1.45 < \log(\text{N}/\text{O}) < -0.4$, которые соответствуют высоковозбужденным HII областям [30,31]. Как оказалось, объекты с очень низкой металличностью ($12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 7.6$) отсутствуют. По всей видимости, возраст исследованных HII областей больше $100 - 300$ млн лет, возраста, необходимого для обогащения азотом звездами промежуточных масс [36].

В работе использовались данные из базы данных внегалактических объектов NASA/IPAC (NED) и из седьмого выпуска Слоановского Цифрового Обзора Неба (SDSS DR7) <http://www.sdss.org/dr7>.

Автор благодарит В.Ж.Адибекяна и А.Г.Егикяна за плодотворную дискуссию, а также проф. А.Никогосяна за полезные замечания.

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

THE SPECTRAL INVESTIGATION OF SOME SBS GALAXIES. THE PHYSICAL CONDITIONS. OXIGEN AND NITROGEN ABUNDANCE

M.V.GYULZADYAN

Physical conditions and oxygen and nitrogen abundances in 36 SBS UV-excess and/or emission-line galaxies from the SDSS DR7 were determined. We have found that SBS 0808+578 is AGN. The others are HII galaxies or HII regions in galaxies. For all objects the oxygen abundance $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ lies in the range of $7.85 \div 8.61$ and $\log(\text{N}/\text{O})$ ratio in the range of $-1.45 \div -0.4$. They occupy the same area in the diagram N/O - O/H as the high-excitation HII regions. We found no extremely metal-deficient galaxy. Using $\text{H}\alpha$ fluxes star formation rates (SFR) for our samples galaxies were determined. Determined SFRs, being in the range of $0.001 \div 6\ M_{\odot}\ \text{year}^{-1}$, are similar of that observed in typical star forming regions in spiral and irregular galaxies.

Key words: *galaxies with emission lines: UV-excess: metallicity: star formation rate*

ЛИТЕРАТУРА

1. *B.E.Pagel, M.G.Edmunds, D.E.Blackwell, M.S.Chun, G.Smith*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **189**, 95, 1979.
2. *D.Alloin, S.Collin-Souffrin, M.Joly, L.Vigroux*, Astron. Astrophys., **78**, 200, 1979.
3. *M.A.Dopita, I.N.Evans*, Astrophys. J., **307**, 431, 1986.
4. *D.Zaritsky, R.C.Kennicutt, J.P.Huchra*, Astrophys. J., **420**, 87, 1994.
5. *J.M.Vilchez, C.Esteban*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **280**, 720, 1996.
6. *L.S.Pilyugin, F.Ferrini*, Astron. Astrophys., **354**, 874, 2000.
7. *L.S.Pilyugin*, Astron. Astrophys., **369**, 594, 2001.
8. *L.S.Pilyugin, T.X.Thuan*, Astron. Astrophys., **631**, 231, 2005.
9. *Y.C.Liang, S.Y.Yin, F.D.Hammer et al.*, Astrophys. J., **652**, 257, 2006.
10. *G.Stasinska*, Astron. Astrophys., **454**, L127, 2006.
11. *T.X.Thuan, L.S.Pilyugin, I.A.Zinchenko*, Astrophys. J., **712**, 1029, 2010.
12. *М.В.Гюльзадян, Б.Маклин, В.Ж.Адибекян и др.*, **54**, 21, 2011, (Astrophysics, **54**, 15, 2011).
13. *J.A.Stepanian*, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **41**, 155, 2005.
14. *D.G.York, J.Adelman, J.E.Anderson et al.*, Astron. J., **120**, 1579, 2000.
15. *Ch.Stoughton*, Astron. J., **123**, 485, 2002.
16. *J.E.Gunn, W.A.Aiegmund, E.J.Mannery et al.*, Astron. J., **131**, 2332, 2006.
17. *K.N.Abazajian, J.K.Adelman-McCarthy, M.A.Agueros et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **182**, 543, 2009.
18. *J.H.Lee, M.G.Lee, T.Kim et al.*, Astrophys. J., **663**, 69, 2007.
19. *G.Kauffmann, T.M.Heckman, C.Tremonti et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **346**, 1055, 2003.
20. *L.J.Kewley, M.A.Dopita, R.S.Sutherland et al.*, Astrophys. J., **556**, 121, 2001.
21. *L.C.Ho, A.V.Filippenko, W.L.W.Sargent*, Astrophys. J., **487**, 579, 1997.
22. *W.C.Keel*, Astrophys. J., **269**, 466, 1983.
23. *L.Shi, Q.S.Gu, Z.X.Peng*, Astron. Astrophys., **450**, 15, 2006.
24. *J.S.Young, N.Z.Scoville*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **29**, 581, 1991.
25. *R.C.Jr.Kennicutt*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **36**, 189, 1998.
26. *D.E.Osterbrock*, Astrophysics of Gaseous Nebulae, San Francisco: W.H.Freeman, 1974.
27. *C.Leitherer*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **73**, 1, 1990.
28. *L.S.Pilyugin, F.Ferrini*, Astron. Astrophys., **336**, 103, 1998.
29. *Yu.I.Izotov, T.X.Thuan*, Astrophys. J., **511**, 639, 1999.
30. *Y.I.Izotov, G.Stasinska, N.G.Guseva, T.X.Thuan*, Astron. Astrophys., **415**, 87, 2004.
31. *Y.I.Izotov, G.Stasinska, G.Meynet et al.*, Astron. Astrophys., **448**, 955, 2006.
32. *L.S.Pilyugin, J.M.Vilchez, T.X.Thuan*, Astrophys. J., **720**, 1738, 2010.
33. *L.S.Pilyugin, L.Mattsson, J.M.Vilchez, B.Cedr s*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **398**, 485, 2009.
34. *C.Mendoza, C.J.Zeippen*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **198**, 127, 1982.
35. *F.P.Keenan, L.H.Aller, K.L.Bell et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **281**, 1073, 1996.
36. *Y.I.Izotov, G.Stasinska, G.Meynet, N.G.Guseva, T.X.Tuan*, Astron. Astrophys., **448**, 955, 2006.

МАГНИТНЫЕ ПРОТОЗВЕЗДЫ

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

Поступила 25 марта 2015

Принята к печати 24 июня 2015

Обсуждается возможный вариант эволюции магнитных протозвезд на стадии "до фазы Хаяши". Приводятся доводы в пользу предположения, что основные свойства магнитных звезд: 1) магнитные звезды обладают глобальными дипольными магнитными полями с преимущественной ориентацией магнитных силовых линий вдоль плоскости экватора вращения, 2) медленное вращение, 3) сложные, двух и трех дипольные структуры магнитного поля значительной части звезд, 4) разделение звезд на магнитные и нормальные в пропорции 1:10 формируются в период гравитационного коллапса протозвездных облаков "до фазы Хаяши".

Ключевые слова: *магнитные протозвезды: медленное вращение*

1. *Введение.* Продолжая развивать предложенный в работе [1] сценарий реликтового происхождения и эволюции магнитных звезд, мы рассматриваем важный вопрос, каковы были условия эволюции магнитного поля у магнитной протозвезды в фазе гравитационного коллапса "до нестационарной фазы Хаяши"? В указанной работе мы разделили эволюцию магнитной звезды на 4 этапа: 1) Гравитационный коллапс, 2) нестационарная фаза Хаяши, 3) период молодых звезд Ae/Be Хербига и 4) Главная последовательность. В наших предыдущих работах [1-3] обсуждаются результаты моделирования магнитных структур около 160 звезд и свойства магнитных полей CP-звезд, кратко рассмотрены особенности эволюции CP-звезд и возможные механизмы приобретения основных свойств. Эти же данные мы используем в настоящей работе. Проблема звездного магнетизма изучается нами с точки зрения гипотезы реликтовой природы магнитного поля, так как в последнее время появляется все больше результатов, поддерживающих именно реликтовую природу магнитных полей у химически пекулярных (CP) звезд [1-4]. Гипотеза реликтовой природы магнитных полей на CP-звездах была предложена Каулингом, Спитцером и Местелем [5-7]. Главная идея гипотезы данного механизма заключается в том, что магнитное поле, наблюдаемое на магнитных звездах Главной последовательности, является остатком поля, присутствовавшего в протозвездных облаках и впоследствии усиленное (сжатое) в течение гравитационного коллапса. Теорию коллапса намагниченных протозвездных облаков успешно развивал также Дудоров [4,8]. Реликтовая гипотеза обсуждается во многих работах Местеля и Мосса [5,9-12] и др.

В этих же работах теоретически изучаются возможности магнитного динамо, однако эта гипотеза не может объяснить основные свойства магнитных звезд. Имеются убедительные данные о том [1,2], что основные особенности будущих магнитных звезд формируются именно в начальный период эволюции звезд (до Главной последовательности), которые заключаются в следующем: 1) магнитные звезды обладают глобальными дипольными магнитными полями с преимущественной ориентацией магнитных силовых линий вдоль плоскости экватора вращения (малый угол α), 2) магнитные звезды медленно вращаются, 3) значительная часть звезд имеет сложные структуры магнитного поля, 4) звезды разделены на магнитные и нормальные в пропорции 1:10. Анализ наблюдательных данных показывает, что мало вероятно, что эти свойства могли быть приобретены в турбулентной фазе трека Хаяши, или в фазе эволюции молодых Ae/Be звезд Хербига [1]. Кроме того Мосс [13] задает вопрос: почему нет заметных корреляций между величиной поля и другими свойствами? Почему у магнитных звезд очень большие различия величин поля? Перечисленные свойства не могут быть объяснены в рамках теории структур из двух и более магнитных жгутов [10], в рамках гипотезы Braithwaite [14], а также в рамках гипотезы магнитного динамо, но, на наш взгляд, логично вписываются в предполагаемый в работе [1] сценарий.

2. Основные результаты моделирования магнитных полей. Наблюдаемые сейчас особенности структур магнитных полей Ap/Вр-звезд несомненно связаны с процессами, происходившими в прошлом. Поэтому мы попытаемся проанализировать основные результаты моделирования структур магнитного поля, полученные нами методом "магнитных диполей" в работах [2,15-18], который раньше назывался "методом магнитных зарядов". В этом методе используется причина, источник магнитного поля внутри звезды, а именно воображаемый магнитный диполь. Одним из главных свойств дипольных моделей состоит в том, что в месте нахождения диполя оказывается область с максимальной напряженностью поля. Приблизительно 22% магнитных звезд имеет максимальную напряженность магнитного поля в центре звезды, у остальных звезд максимальная напряженность смещена из центра. Это хорошо известный факт. Принципиальное отличие метода "магнитных диполей" от других состоит в том, что он описывает внутреннюю структуру поля и, одновременно распределение поля по поверхности. Другие известные методы занимаются описанием распределения магнитного поля только по поверхности звезды. Наш подход основывается на потенциальной теории магнетизма и дает, как показывает практика, достаточно близкий к истине результат. Физический смысл дипольного приближения состоит в том, что можно получить в точности структуру поля теоретического диполя, задав внутри звезды соответствующий круговой ток. В таком случае мы получили бы реальное дипольное поле в чистом виде. Наблюдаемая структура достаточно

точно описывается предполагаемым теоретическим диполем. Фактически внутри магнитных звезд такого тока нет, как нет и генерации его. Опыт показывает, что реликтовые магнитные фрагменты внутри звезд создают структуры магнитного поля близкие тем, которые описывает теоретический магнитный диполь, или круговой ток. Силовые линии встроены в вещество и являются остатком протозвездных магнитных полей, сжатых вместе с веществом в процессе гравитационного коллапса. Электрические заряды в намагниченной звезде вращаются вдоль силовых линий по спиралям вплоть до следующего столкновения, затем они движутся по другой спирали и т.д., но магнитного поля не создают. Измеренные фазовые зависимости изменения магнитного поля, выполненные даже с максимальной точностью $\sigma = 5$ Гс, совпадают с модельной фазовой зависимостью в пределах $(1.5 - 2)\sigma$. Оказывается, что в случаях, когда известны две фазовые зависимости эффективного $B_e(\Phi)$ и среднего поверхностного $B_s(\Phi)$ магнитного поля (mean magnetic field modulus), модель правильно описывает их при одних и тех же параметрах. Кстати, это может также быть признаком отсутствия систематических ошибок в измерениях B_e и B_s . Таковы результаты, вызывающие достаточную уверенность в правильности метода "магнитных диполей". К сожалению, теоретическое описание процесса формирования дипольного магнитного поля у протозвезды невозможно вследствие сложности уравнений.

Наши работы по моделированию магнитных структур [3,19] химически пекулярных звезд показали, что их можно разделить на 4 основных типа: 1) сложные, многодипольные структуры, 2) структуры с диполем, смещенным из центра поперек оси, 3) структуры с диполем, смещенным вдоль оси и 4) структуры с диполем в центре звезды. Результаты моделирования [3,19] показывают также, что у магнитных звезд наблюдаются разные внутренние дипольные конфигурации - от максимальной напряженности поля в малом объеме, когда поле описывается "точечным" диполем, как схематически показано на рис.1 слева, до широкой вытянутой области, как показано на схеме рис.1

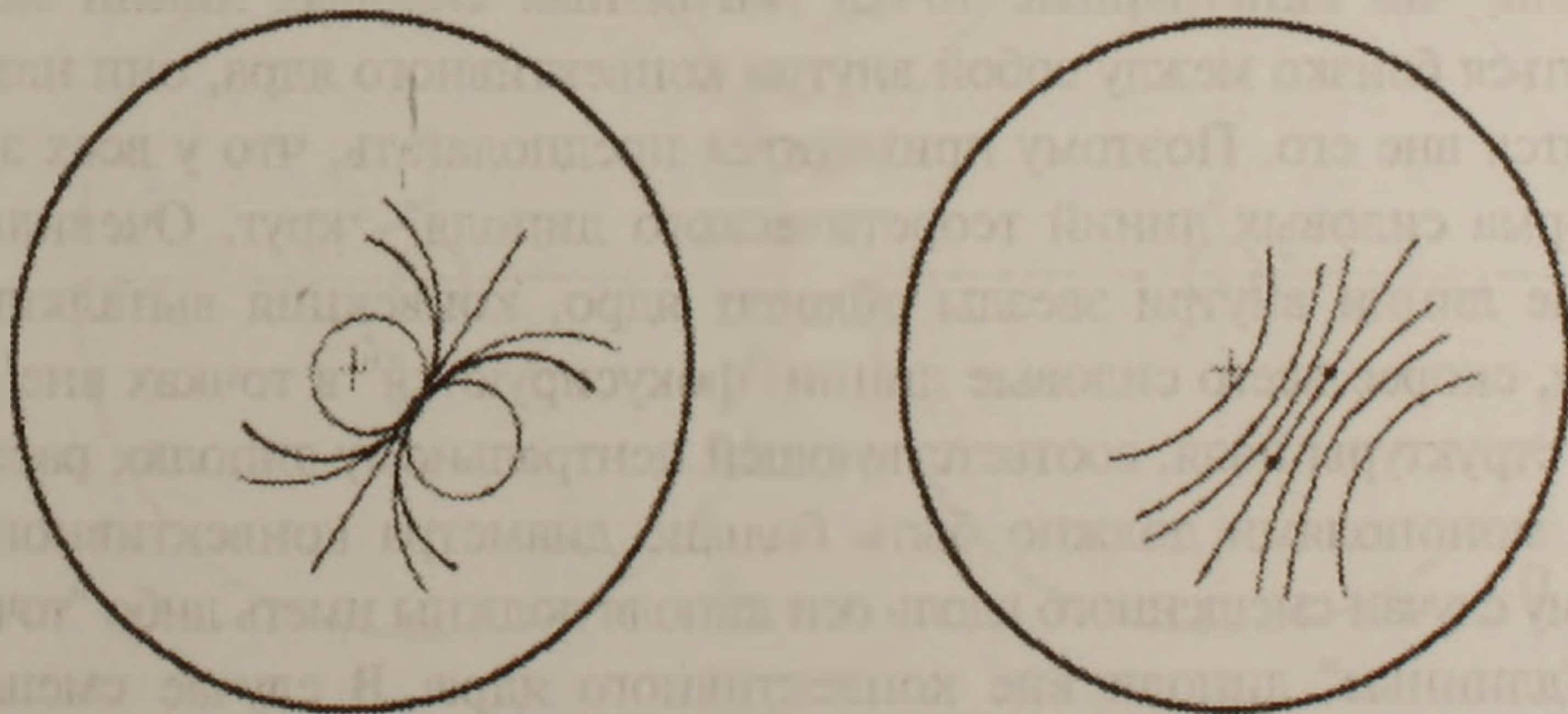


Рис.1. Схемы силовых линий в двух вариантах, смещенных из центра диполей. Слева - "точечный диполь", справа - "длинный диполь".

справа (этот случай мы называем полем "длинного" диполя). Первый случай показывает, что расстояние между магнитными монополями много меньше радиуса звезды $l \ll R$, во втором случае сингулярные точки, в которых сходятся модельные силовые линии, расположены на значительном расстоянии друг от друга, иногда достигающем $l \sim 0.5 R$ (радиуса звезды). Теоретической проблемой является совместимость конфигурации центрального диполя с конвективным ядром.

Таблица 1

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ КОЛИЧЕСТВО ЗВЕЗД С РАЗНЫМИ ТИПАМИ СТРУКТУР МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Структура	Доля звезд
Центральный диполь	22%
Смещенный диполь вдоль оси	41
Смещенный диполь поперек оси	11
Сложная структура	26
Неизвестная структура	20%

Результаты моделирования показывают, что 22%+41% (табл.1) звезд имеют магнитные структуры, которые можно описать моделью с диполем, с малым расстоянием между монополями. В остальных случаях наблюдаются диполи с $l \sim R$. Эта особенность должна быть в будущем изучена теоретически. Такие диполи наблюдаются в сложных структурах и в случаях смещения диполя поперек их оси. К сожалению, в моделях центрального диполя и смещенного диполя вдоль его оси, величину l нашей методикой достаточно точно определить нельзя, потому что форма фазовой зависимости изменения магнитного поля в этом случае слабо зависит от l . Сдвиг диполя вдоль оси влияет на структуру поверхностного распределения очень сильно. Сила поля на полюсах и, соответственно, на полусферах, оказывается разной. Однако очевидно, что сингулярные точки магнитных силовых линий не могут находиться близко между собой внутри конвективного ядра, они наверняка находятся вне его. Поэтому приходится предполагать, что у всех звезд $l \sim R$. Форма силовых линий теоретического диполя - круг. Очевидно, что силовые линии внутри звезды обходят ядро, конвекция выталкивает их наружу, скорее всего силовые линии "фокусируются" в точках вне ядра. В случае структуры поля, соответствующей центральному диполю, расстояние между монополями должно быть больше диаметра конвективного ядра. Поэтому случаи смещенного вдоль оси диполя должны иметь либо "точечные", либо "длинные" диполи вне конвективного ядра. В случае смещенного диполя поперек оси и в случае многодипольных структур величина l измеряется достаточно надежно. Таким образом, проблема внутренних структур поля в

связи с взаимодействием с конвективным ядром, для моделей центрального диполя остается неясной. В случаях моделей двойного и тройного диполей они оказываются всегда типа "длинный диполь". Этот интересный эффект необходимо исследовать подробно. К сожалению, к настоящему времени моделирование не показало каких-либо заметных признаков влияния турбулентного ядра на внутреннюю структуру магнитного поля.

Одним из самых важных свойств магнитных структур является преимущественная ориентация магнитных диполей, т.е. малый угол наклона осей диполей к плоскости экватора вращения α . Это свойство связано с процессами потери момента вращения протозвездных облаков в начальных фазах эволюции. Наши исследования магнитных структур подтверждают полученный ранее результат [20-22] о преимущественной ориентации магнитных диполей вдоль плоскости экватора вращения звезд $\alpha = 0 - 20^\circ$. Это свойство будет рассмотрено подробно в разделе 7. В старых работах, когда применяли модели центрального диполя, вычислялись углы β между осью диполя и осью вращения. Когда стало ясно, что звезд с

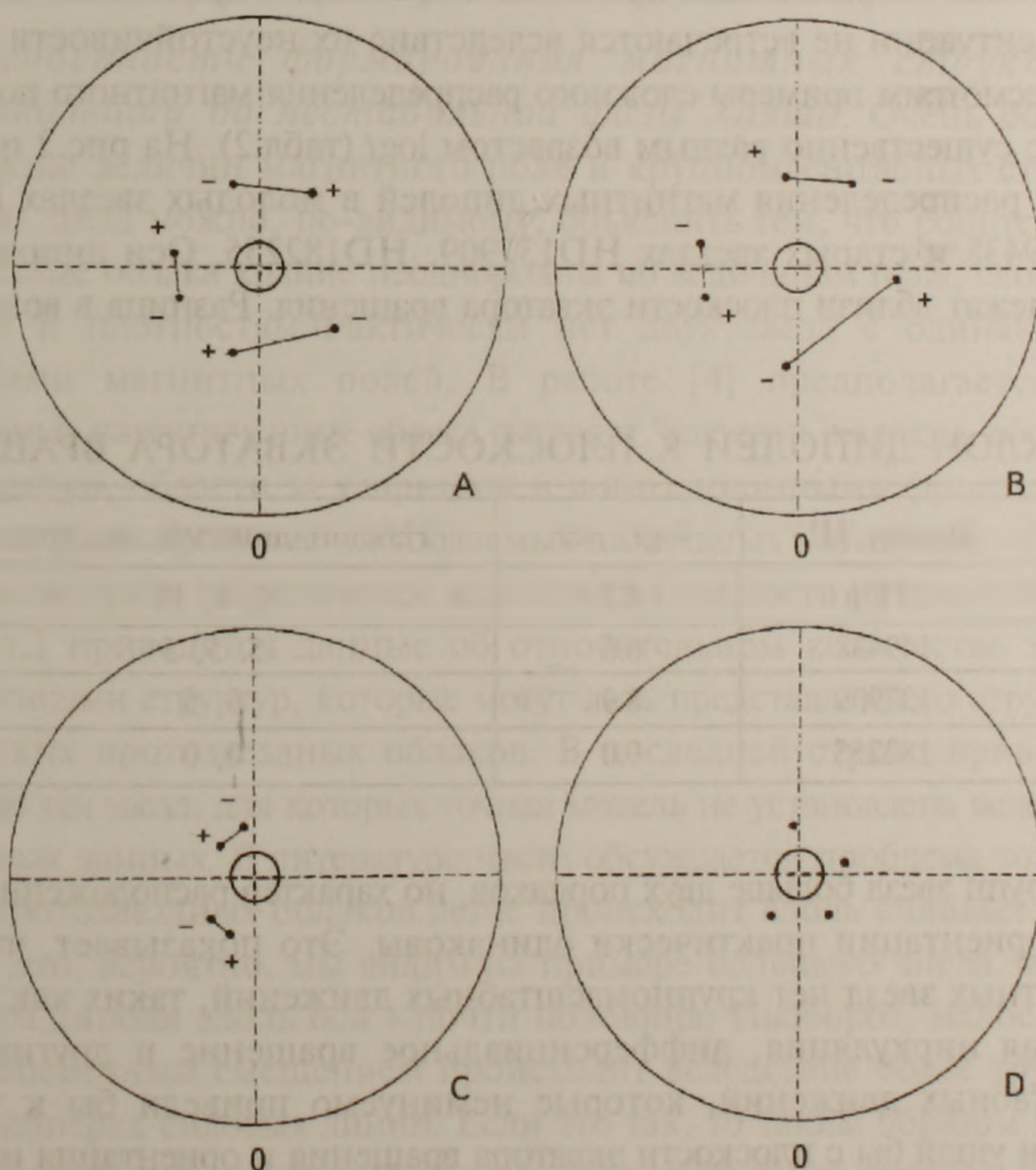


Рис.2. Схемы распределения магнитных диполей у звезд разного возраста. А-HD 37776, В - HD 149438, С - HD 137909, D - HD 182255.

центральным диполем мало, оказалось правильнее использовать угол α .

Сложные структуры описываются магнитными диполями, смещенными из центра звезды иногда на $0.5 R$. Предполагается [1], что сложные структуры формируются из 2-3 крупных магнитных фрагментов в протозвездном облаке (таких объектов 26%, табл.1). Более простые конфигурации формируются в протозвездных облаках с более однородным распределением магнитного поля. Такие две относительно простые конфигурации достаточно хорошо были изучены Престоном и Ландстритом [20-22].

В случае "точечного" диполя в объеме с радиусом $R=0.01 R$ и средним поверхностным магнитном поле $B_s=1000$ Гс, магнитное поле оказывается порядка $B_c \sim 10^9$ Гс. Если же диполь находится на некотором расстоянии от центра звезды и он является "длинным диполем", то напряженность поля в его окрестности будет на несколько порядков меньше.

В моделях с двух- и трех-дипольными конфигурациями знаки зарядов чередуются (рис.2) и не было случаев, когда два диполя внутри звезды были бы ориентированы одинаковыми знаками в одну сторону. Это интересная теоретическая проблема. Вероятно, в протозвездных облаках такие ситуации не встречаются вследствие их неустойчивости [23].

Рассмотрим примеры сложного распределения магнитного поля внутри звезд с существенно разным возрастом $\log t$ (табл.2). На рис.2 приведены схемы распределения магнитных диполей в молодых звездах HD37776, HD149438 и старых звездах HD137909, HD182255. Оси диполей у всех звезд лежат вблизи плоскости экватора вращения. Разница в возрасте этих

Таблица 2

НАКЛОН ДИПОЛЕЙ К ПЛОСКОСТИ ЭКВАТОРА ВРАЩЕНИЯ

Звезда, HD	$\log t$, лет	Наклон диполей α , град.
37776	6.2	1, 4, 15
149438	6.6	5, 5, 5
137909	8.9	6, 5
182255	9.0	0, 0

двух групп звезд больше двух порядков, но характер расположения диполей и их ориентации практически одинаковы. Это показывает, что внутри магнитных звезд нет крупномасштабных движений, таких как меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение и других крупномасштабных движений, которые неминуемо привели бы к тому, что диполи ушли бы с плоскости экватора вращения и ориентация изменилась бы. В работах [24,25] тоже приводились данные о том, что углы наклона β между осью вращения и осью диполя с возрастом не меняются со

временем. Зависимость $\alpha - \log t$ в работе [25] получается со средним угловым коэффициентом $\kappa = 4^{\circ}.1 \pm 5^{\circ}.8$. Такая же зависимость, построенная по последним данным [2], приводит к похожему результату $\kappa = 3^{\circ}.2 \pm 2^{\circ}.5$.

Крупномасштабные магнитные неоднородности и структуры со смещенным диполем чрезвычайно долговечны, в соответствии с квадратическим законом времени жизни (см. формулу (1)). Они легко переживают время от протозвездного коллапса до момента покидания Главной последовательности. Можно привести и другие примеры, все они подтверждают гипотезу стабильного во времени "жесткого ротатора" магнитных звезд [27,28] и то, что крупномасштабные структуры имеют скорее всего реликтовую природу. Возможно, что предполагаемая меридиональная циркуляция [26] существует только у немагнитных, нормальных быстро-вращающихся звезд. Детальное рассмотрение накопленных данных показывает, что полный магнитный поток оказывается практически неизменным по крайней мере 10^9 лет [2,29], что тоже поддерживает гипотезу об отсутствии внутри звезд глобальных потоков вещества. Магнитная структура "вморожена" в звездное вещество.

3. *Особенности формирования магнитных структур в период эволюции до неустойчивой фазы Хаяши.* Очень большое разнообразие величин магнитного поля и крупномасштабных структур магнитных звезд можно, по-видимому, объяснить тем, что родительские протозвездные облака крайне неоднородны по величинам поля, скоростям движения и плотностям. Фактически нет двух звезд с одинаковыми параметрами магнитных полей. В работе [4] предполагается, что протозвездные намагниченные облака выглядят "как слои, волокна, оболочки, течения, струи, области за ударными и ионизационными фронтами". К сожалению, формирование наблюдаемых дипольных магнитных структур трудно рассмотреть теоретически вследствие сложности уравнений.

В табл.1 приводятся данные об относительном количестве звезд с разными типами структур, которые могут дать представление о структурах родительских протозвездных облаков. В последней строке приводятся данные для тех звезд, для которых точная модель не установлена вследствие неуверенных данных. В литературе часто обсуждается проблема того, что коллапс протозвездных облаков легче происходит вдоль силовых линий [4,30,31]. Это, вероятно, мы видим на примере большого числа звезд со смещением диполя вдоль оси - почти половина. Наоборот, малое число звезд с поперечным смещением происходит вследствие более трудного коллапса поперек силовых линий. Если это так, то таким образом можно серьезно поддержать гипотезу формирования магнитных структур именно в период коллапса протозвездных намагниченных облаков. Однако наблюдаемые сейчас магнитные конфигурации не показывают никаких признаков

существования магнитного псевдо-диска в центре звезды, который предполагается в некоторых теоретических работах. Возможно, в момент появления конвективного ядра псевдо-диск разрушается.

Дудоров [4] исследовал связь интенсивности магнитного поля B с плотностью облаков n посредством зависимости $B/B_0 = (n/n_0)^k$. В процессе эволюции намагниченных облаков значения k могут быть, по его мнению, в интервале от 0 до 1. На основании исследования сложных структур магнитных полей [1-3] наша точка зрения в этом отношении несколько другая, она состоит в том, что возникновение сложных структур магнитных полей у СР-звезд происходит в период гравитационного коллапса протозвездных облаков, имеющих неравномерную, не связанную с плотностью напряженность магнитного поля. В противном случае все магнитные звезды оказались бы с максимальным полем в центре звезды, т.е. соответствовали бы модели центрального диполя. У звезд со смещенным из центра диполем максимальная напряженность поля не совпадает с максимальной плотностью вещества в звезде. Именно отсутствием зависимости величины поля от плотности, вероятнее всего, определяется возникновение несимметричных структур магнитных полей в период коллапса намагниченных протозвездных облаков. Поскольку структуры магнитных полей большого числа СР-звезд описываются не центральным диполем, то это значит, что они формируются из облаков, в которых содержатся мелкомасштабные флуктуации магнитных полей. В работе [31] утверждается также, что во время формирования звезды из намагниченного протозвездного облака магнитное поле препятствует плотным областям сливаться, благодаря чему в формирующейся звезде могут возникнуть магнитные неоднородности. Такие намагниченные фрагменты могут происходить, по-видимому, вследствие усиленной генерации магнитного поля быстрыми локальными движениями газа в турбулентной среде [32]. Звезды со структурой магнитного поля центрального диполя формируются из равномерно намагниченных протозвездных облаков, либо из облаков, в которых величина поля B пропорциональна n .

4. *Зависимость скорости вращения от магнитного поля.* В течение длительного времени разные исследователи пытались найти зависимость между скоростью вращения магнитных звезд и величиной магнитного поля, предполагая, что магнитные звезды потеряли момент вращения под его влиянием. В работах [33,34] авторы пришли к выводу, что нет признаков торможения магнитных звезд на Главной последовательности, если оно и произошло, то только на более ранних стадиях эволюции [35]. В работе [36] найдена антикорреляция между величиной магнитного поля и скоростью вращения. Зависимость среднеквадратических величин магнитного поля от периода вращения $\langle Bs \rangle (\log P)$ изучена нами в 1985г. [37], при этом оказалось, что она имеет максимум на $\log P \sim 1$. Правая

часть зависимости показывает наличие антикорреляции, левая часть соответствует прямой корреляции, поэтому возникает максимум на $\log P \sim 1$. В дальнейшем [38] наличие максимума подтвердилось. Таким образом, ранние работы не привели к определенному выводу о природе рассматриваемой зависимости. Не было найдено определенно ни признаков работы динамо, ни признаков действия механизма торможения. Наиболее сильным возражением против "магнитного" торможения звезд является пример γ Equ, ($P = 80$ лет), HD 94660 ($P = 17$ лет) и других звезд с очень большими периодами вращения, но которые имеют поле средней величины. Следовательно, проблема усложняется. Небольшое увеличение периода вращения на величину $\Delta \log P = 0.3$ происходит вследствие эволюционного увеличения радиуса.

В работе [1] и здесь данная проблема рассмотрена по другому. Мы исследуем теперь не статистическую зависимость $B_s(\log P)$, а характер распределения звезд в координатах B_s и $\log P$. Это распределение приведено на рис.3, построенное по данным работы [39], дополненным последними результатами моделирования [2]. Для уменьшения разброса точек величины B_s приведены к V классу светимости [30] путем учета эффекта изменения поля за счет эволюционного увеличения радиуса звезд при их движении поперек полосы Главной последовательности. На рис.3 хорошо видно, что с ростом периода вращения верхняя правая граница поля B_s увеличивается вплоть до $\log P \sim 0.7$, после чего ее рост прекращается и начинается его уменьшение, т.е. фактически подтверждается зависимость, найденная нами в работе [37]. Характер распределения звезд на рис.3 повторяет распределение

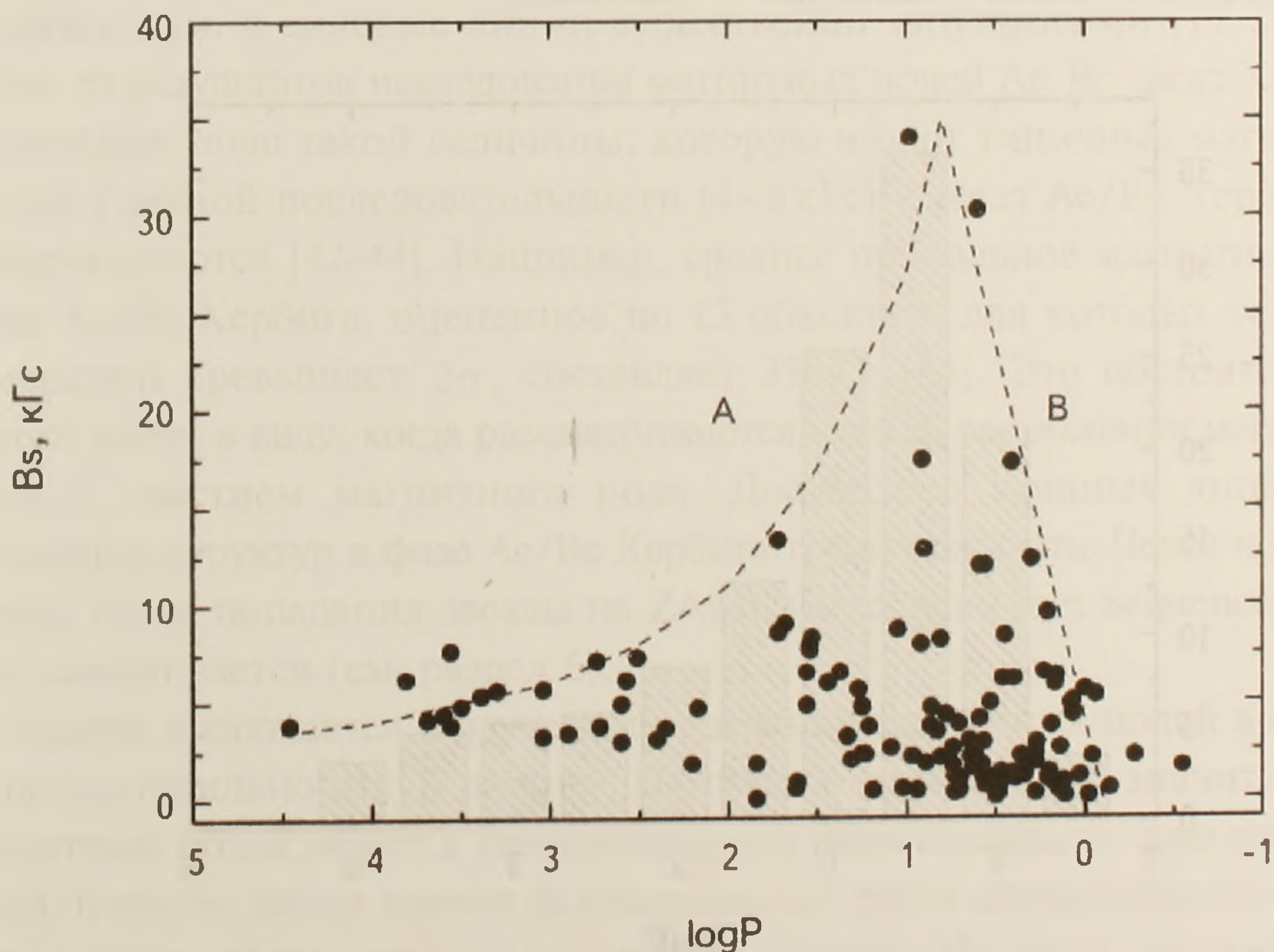


Рис.3. Распределение магнитных полей звезд по величинам $\log P$.

числа звезд $N(v \sin i)$ для магнитных звезд (штриховая линия) на рис.4, построенное по данным работы [40]. Максимум B_s на $\log P \sim 0.7$ на рис.3 соответствует максимуму $v \sin i = 20$ км/с на рис.4. Оказалось также, что распределение звезд по $\log P$, приведенное на рис.5, имеет максимум на $\log P = 0.5$, фактически совпадающий с положением максимума поля на рис.3 и положением максимума распределения на рис.4. Учитывая эти

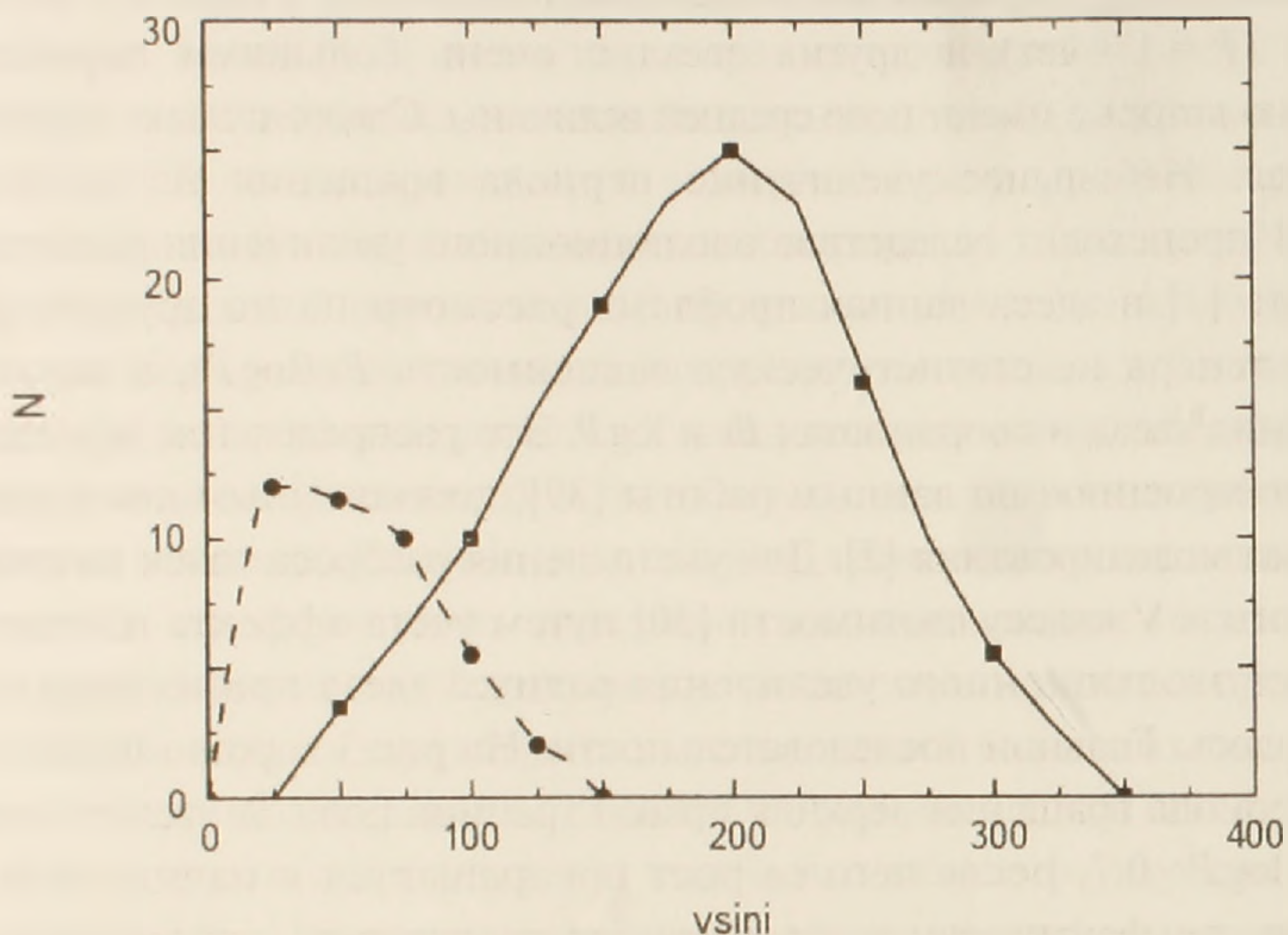


Рис.4. Распределение звезд по величинам $v \sin i$. Сплошная линия - нормальные звезды, штриховая линия - магнитные + Ам-звезды.

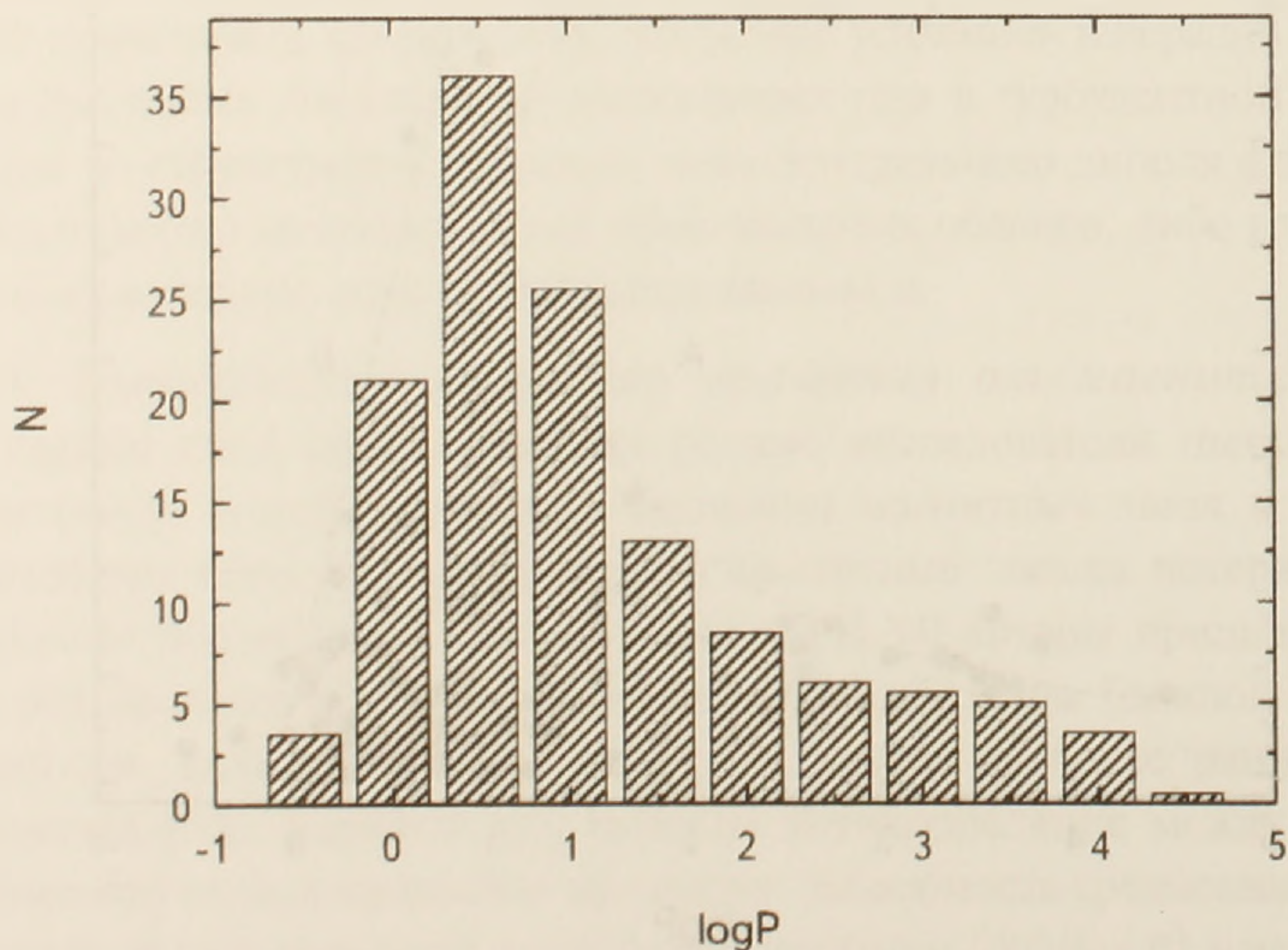


Рис.5. Распределение числа звезд по величинам $\log P$.

данные, приходим к выводу, что все рассмотренные распределения звезд отражают одно и то же свойство, а именно эффективность генерации магнитного поля в протозвездных облаках. Наиболее эффективно генерируется поле при таких скоростях движения облаков, которые затем соответствуют величинам $\log P \approx 0.7$ у звезд. Эффективность отражается не только на величине магнитного поля, но и на относительном числе звезд с сильным магнитным полем на рис.5.

Магнитные протозвезды на стадии гравитационного коллапса потеряли момент вращения под действием магнитного поля (см. раздел 7 и [1]). Чем сильнее поле, тем сильнее торможение. По-видимому это свойство является причиной того, что на рис.3 и 4 максимум распределения магнитных звезд смещен в сторону малых величин $v \sin i$. Кроме того, магнитное поле вызывает торможение протозвездных облаков сильнее в тех случаях, когда силовые линии ближе к плоскости вращения. Благодаря такому избирательному торможению магнитные протозвезды становятся медленными ротаторами, а магнитные силовые линии оказываются преимущественно в плоскости экватора вращения.

5. *Нестабильная фаза трека Хаяши.* Наблюдаемые в настоящее время на Главной последовательности магнитные структуры пережили нестабильную фазу Хаяши, отличающуюся крайней нестационарностью, турбулентностью коллапсирующего вещества [41]. В этой фазе силовые линии магнитного поля претерпели сложные преобразования турбулентными процессами, после чего магнитное поле в значительной мере оказалось ослабленным, а силовые линии существенно запутанными [11,13]. Это видно из результатов исследования магнитных полей Ae/Be звезд Хербига. Магнитные поля такой величины, которую имеют типичные магнитные звезды Главной последовательности (4-6 кГс) у звезд Ae/Be Хербига не обнаруживаются [42-44]. Например, среднее продольное магнитное поле звезд Ae/Be Хербига, оцененное по 13 объектам, для которых точность измерений превышает 2σ , составляет 330 Гс [45]. Это обстоятельство следует иметь в виду, когда рассматриваются модели торможения магнитных звезд с участием магнитного поля. Достаточно мощных дипольных магнитных структур в фазе Ae/Be Хербига трудно ожидать. Через короткое время, после попадания звезды на ZAMS (Zero Age Main Sequence), поле восстанавливается (см. раздел 6).

Задача заключается в изучении поведения магнитных полей в период фазы нестабильности. В работе [11] предполагается, что значительный магнитный поток может в нестационарной фазе выжить до того момента, когда лучистая звезда начнет формироваться, тогда возникшие потоковые жгуты начнут закрепляться в стабильной области. Но могут ли возникнуть наблюдаемые крупномасштабные магнитные структуры в течение неста-

бильной фазы и исказить наблюдаемые свойства? По-видимому - нет, потому что необходимо было бы предположить неизвестные крупномасштабные процессы по всему объему звезды, несимметричные относительно центра звезды и которые бы непонятным способом сориентировали бы магнитные силовые линии вдоль плоскости экватора вращения. Поэтому остается единственный возможный вариант - крупномасштабные, ориентированные дипольные конфигурации возникли до фазы неустойчивости. В неустойчивой фазе крупные структуры могли несколько деформироваться, но не критически. Распределение магнитных звезд по углам до сих пор имеет узкий максимум в диапазоне $\alpha = 0 - 20^\circ$ (см. рис.6), который формируется в период гравитационного коллапса. Это говорит о том, что в нестационарной фазе Хаяши крупномасштабные дипольные структуры магнитных полей не претерпели значительных искажений.

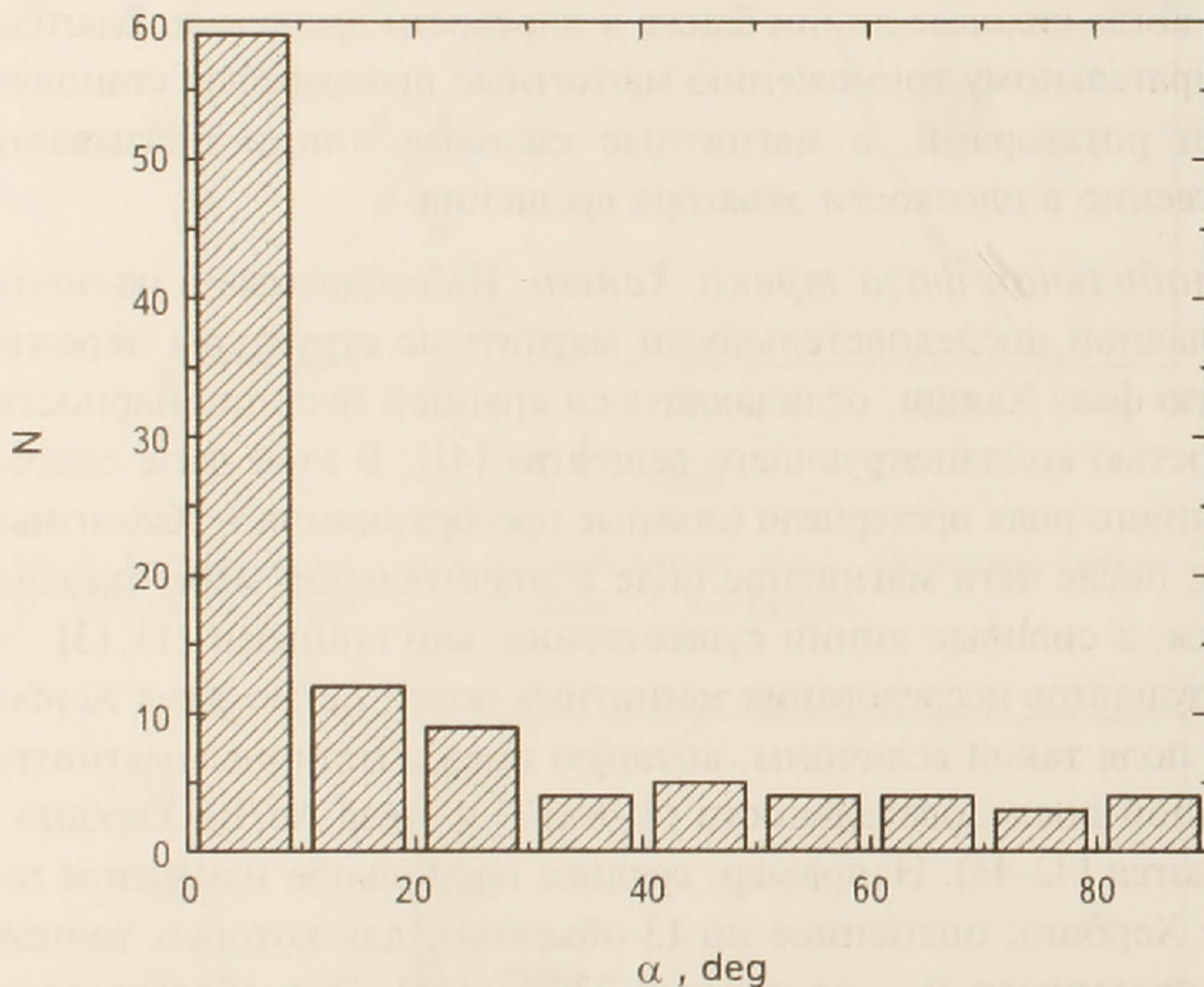


Рис.6. Распределение числа магнитных звезд с разными углами α .

6. Поведение магнитного поля после нестационарной фазы. После завершения нестационарной фазы и возникновения лучистой звезды в ней начинается релаксация запутанного магнитного поля. Мелкие структуры неустойчивы, они распадаются вследствие омического затухания за время

$$t = 4\pi\sigma R^2, \quad (1)$$

где R - характерный размер неоднородности магнитного поля, σ - электропроводность [46]. Кроме того, поле упрощается вследствие натяжения

вдоль силовых линий (натяжение силовой трубки поперечного сечения A с силой

$$T = AB^2/4\pi, \quad (2)$$

[47], где B - напряженность поля). Мелкие неоднородности быстро исчезают и остаются крупномасштабные магнитные неоднородности, которые мы наблюдаем сейчас. Формулы (1) и (2) для магнитных звезд, на наш взгляд, носят фундаментальный характер. На их основании предполагается вывод, что любые структуры в магнитных звездах, кроме дипольных (точнее полоидальных), нестабильны. Характерные наблюдаемые размеры магнитных дипольных неоднородностей имеют порядок радиуса звезды, поэтому в отсутствии дополнительных разрушающих факторов (турбулентность, дифференциальное вращение, меридиональная циркуляция (см. далее)), наблюдаемые крупномасштабные магнитные структуры остаются практически неизменными в течение всей жизни звезды на Главной последовательности. Максимальное время жизни магнитных звезд $t = 10^9$ лет [48] много меньше времени возможного сохранения поля (10^{10} - 10^{11} лет). Процесс быстрого затухания мелкомасштабного магнитного поля, можно назвать "избирательной релаксацией", он является фундаментальным свойством, определяющим эволюцию магнитных полей СР-звезд.

Тот факт, что Ар-звезды имеют крупномасштабное, долгоживущее дипольное поле, является одним из мощных аргументов в пользу реликтового характера магнитного поля. В течение длительного времени эволюции все не дипольные, связанные с токами компоненты в нем уже исчезли вследствие джоулевых потерь, осталось только сильное потенциальное поле, дипольное в первом приближении. Если поля дипольные, и вариаций плотности и температуры нет, а таких звезд действительно нет, то мы имеем дело со старыми объектами, в которых электрические токи практически исчезли.

Исследование этой фазы интересно для того, чтобы понять, какие изменения происходят в этот период и что остается после интересующей нас фазы гравитационного коллапса. После прекращения нестабильной фазы мелкомасштабные неоднородности затухают быстрее крупномасштабных вследствие омических потерь за время, определяемое формулой (1). Поэтому к моменту выхода на ZAMS остаются только относительно крупные неоднородности, которые имеют преобладающий магнитный вектор, фиксируемый нами как дипольное поле, и которые сохраняются дольше других.

Имея в виду большое возможное время жизни $t \sim 10^{10}$ лет наблюдаемых крупных сложных магнитных структур, можно предположить, что они могли сохраниться со времени начальных фаз эволюции. Такие структуры наблюдаются даже у самых старых известных звезд с возрастом $t \sim 10^9$ лет [2,48]. Возможно, в процессе поздних стадий эволюции сложные структуры иногда могут искажаться неравномерной дисковой аккрецией достаточно крупных масс. Но

вряд ли она определяет целиком наблюдаемые структуры. Вследствие избирательной релаксации крупномасштабное дипольное поле у молодых звезд Ae/Be Хербига появляется только к моменту выхода их на ZAMS. Оно остается относительно слабым на фоне преимущественно сложных, запутанных структур, образовавшихся в нестационарной фазе трека Хаяши, но оно растет по мере исчезновения мелких структур. Это хорошо видно из рис.7 [49].

Вследствие медленной релаксации запутанных магнитных полей, происходящей практически в течение всей жизни магнитной звезды на Главной последовательности, как это видно из рис.7, магнитное поле имеет двухкомпонентную структуру, состоящую из глобальных дипольных структур плюс мелкомасштабные фракции $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \Sigma \mathbf{b}_i$. Соотношение этих двух составляющих постепенно изменяется в сторону увеличения $\mathbf{B}_0$ [29]. На рисунке даны две кривые. Величины B_s исправлены за влияние сильного уменьшения поля со временем вследствие эволюционного роста радиуса звезд. Кружками обозначен вариант кубического уменьшения поля, треугольниками - вариант квадратического уменьшения поля. Точная величина степени пока неизвестна, но она находится между двумя и тремя. Полный магнитный поток в течение жизни звезды на Главной последовательности остается практически постоянным в течение 10^9 лет [48], что много меньше теоретического времени жизни магнитного поля у звезд с $M > 2 M_\odot$ равного $t = 10^{10} - 10^{11}$ лет. Реликтовая крупномасштабная составляющая, по-видимому,

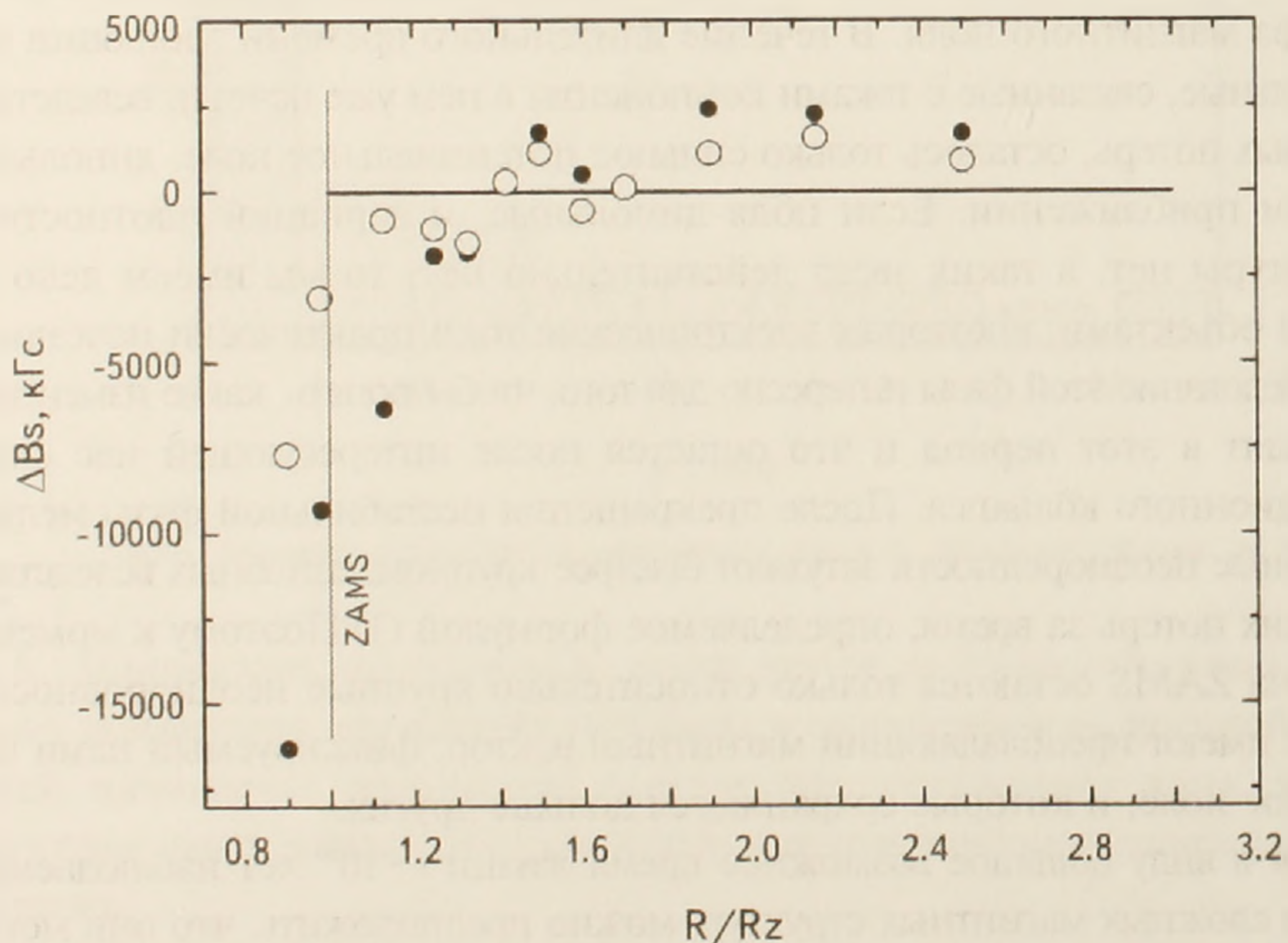


Рис.7. Рост поверхностного магнитного поля по мере эволюционного движения звезд поперек полосы Главной последовательности. Зависимости исправлены за счет эволюционного изменения радиуса. Черные кружки - учет кубического изменения, белые кружки - учет квадратического изменения.

мало искажается последующими стадиями эволюции. Как уже говорилось раньше, по четкому максимуму зависимости на рис.6 не заметно, чтобы она была сильно искажена в последующих фазах эволюции. Это говорит о том, что в нестационарной фазе трека Хаяши и в фазе звезд Ae/Be Хербига крупные структуры вряд ли заметно искажались. После нестационарной фазы во *внутреннем объеме* стабильных лучистых молодых Ae/Be-звезд дипольное магнитное поле формируется в результате избирательной релаксации, по-видимому, без препятствий. Это видно на примерах моделей Ae/Be-звезд HD 200775, V380 Ori и HD 101412 [49,50], которые подходят к ZAMS, имея поле с хорошо выраженной дипольной структурой.

7. *Потеря момента вращения и ориентация магнитных структур.* Мы предполагаем, что одно из самых примечательных свойств - потеря момента вращения магнитных протозвезд и преимущественная ориентация магнитных силовых линий тоже произошли в фазах гравитационного коллапса до нестационарной фазы (см. раздел 4). Поиски причин медленного вращения магнитных звезд проводились активно в течение длительного времени. В литературе рассматривались многие механизмы потери момента вращения звезд с участием магнитного поля. Флэком [51] была разработана теория гидромагнитного механизма, Местел [52], а также Стриттматер и Норрис [53], предложили механизм потери массы в присутствии магнитного поля, приводящий к потере момента вращения. Хавнес и Конти [54], а также Местел [55], показали возможность торможения действием аккреции в присутствии сильного магнитного поля и т.д. Эти механизмы относятся к звездам в период эволюции между фазой Хаяши и Главной последовательностью. Хорошо известны также работы, в которых анализируется возможность торможения звезд путем взаимодействия сильного дипольного поля и звездного ветра с окружающим межзвездным газом. Наши и другие ранние исследования потери момента вращения магнитных звезд с участием их предполагаемых магнитосфер не привели к положительным результатам [56]. Ключкова и Копылов [57] нашли, что $v \sin i$ у магнитных звезд не меняется с возрастом, и что торможение, вероятно, происходит до Главной последовательности. Хартуг [58] тоже не нашел корреляции $v \sin i$ с возрастом. В работе [1] показано, что связь величины магнитного поля и скорости вращения более сложная (см. раздел 4). Главная проблема состоит в том, что все предложенные механизмы *требуют наличия сильного дипольного магнитного поля*. Но магнитосферы начинают появляться только на ZAMS. Мало того, преимущественная ориентация магнитных полей вдоль плоскости экватора вращения не может быть объяснена перечисленными и другими подобными механизмами, а разнообразие магнитных структур и величин магнитного поля вносит серьезные трудности для предложенных механизмов торможения. Например, вычисления в работе

[59] показали, что для эффективного торможения с участием магнитосферы звезды необходимо выполнить следующие условия: 1) поверхностное поле звезды должно быть достаточно сильным $B_s \sim 5 \text{ кГс}$, 2) массы звезд должны быть $M < 3 M_\odot$, потому что только звезды с малыми массами имеют достаточное время для того, чтобы успеть потерять угловой момент и 3) наиболее медленные ротаторы с $P > 25$ дней должны иметь углы $\beta < 20^\circ$ между осью диполя и осью вращения и $\beta > 60^\circ$ для быстрых ротаторов.

В наших предварительных исследованиях на достаточно большом количестве данных [1] показано, что в первом случае $\alpha = 20^\circ \pm 5^\circ$, а во втором $\alpha = 36^\circ \pm 8^\circ$, т.е. различие незначимо. Как видно из рис.7 в работе [1], магнитные звезды логичнее делить на быстрые и медленные ротаторы с границей не на $P = 25^d$, а на P около $5 - 10^d$, где находится максимум распределения. Но и в таком случае для быстрых ротаторов $\alpha = 48^\circ \pm 2^\circ$, для медленных $\alpha = 64^\circ \pm 3^\circ$, т.е. различие незначимо. Кроме этого, надо помнить, что после нестационарной фазы невозможна организация достаточно мощной магнитосферы [2]. Таким образом, ни одно из приведенных требований не выполняется и гипотеза магнитного торможения звезд в промежутке между нестационарной фазой и Главной последовательностью отпадает.

Следует учесть, что после неустойчивой фазы, когда формируется молодая звезда с лучистым переносом, концентрация частиц оказывается $> 10^4$ и магнитное торможение становится менее эффективным [31,60], чем в протозвездных облаках. Поэтому наиболее вероятный период потери момента вращения и разделения звезд на магнитные и нормальные - это период гравитационного коллапса. Кроме того надо учесть, что после нестационарной фазы, вследствие "запутанных" магнитных силовых линий, особенно в верхних слоях, общий вектор магнитного поля $\mathbf{B} \sim 0$ [2], звезда окружена падающей на нее крайне нестационарной аккреционной оболочкой, в которой запутанная система силовых линий тоже не способна создать достаточно мощную магнитосферу, которая в дальнейшем могла бы участвовать в различных магнитогидродинамических процессах, в том числе затормозить вращение звезды. Магнитосферы начинают появляться только перед выходом звезды на Главную последовательность [2]. Поэтому в работе [60] высказывалось предположение, что причину медленного вращения магнитных звезд надо искать в начальных фазах эволюции. Учитывая сказанное, в том числе в разделе 4, можно сделать предположение, что наиболее вероятный механизм потери момента вращения и ориентации магнитных диполей в магнитных звездах заключается в следующем.

Механизм магнитного торможения протозвездного облака рассмотрен в работе [61]. Оказывается, что магнитное торможение облака путем переноса углового момента во внешнюю среду сильнее в том случае, если угловой момент (j) облака и магнитное поле ($\mathbf{B}$) перпендикулярны. В такой ситуации

угловой момент протозвездного облака может измениться на несколько порядков величины за время 10^6 лет. Эффективность магнитного торможения в случае $(\mathbf{j} \parallel \mathbf{B})$ много меньше, чем в случае $(\mathbf{j} \perp \mathbf{B})$. В среднем эффективность торможения их различается в 10 раз. Таким образом, это как раз тот механизм, который делает магнитные протозвезды медленными ротаторами. Этот же механизм приводит к тому, что наиболее замедленными оказываются те протозвездные облака, у которых магнитные силовые линии находятся в плоскости вращения, т.е. $\alpha = 0^\circ$. Таких объектов оказывается всего 10%, поэтому относительное количество магнитных звезд так мало. В таком случае потеря углового момента и преимущественная ориентация магнитных полей магнитных звезд создаются *единым механизмом*. По-видимому, потеря момента вращения магнитных звезд приводит также к известному дефициту тесных двойных среди них.

Процесс торможения протозвездных облаков приводит к тому, что происходит отделение 10% доли магнитных звезд от остальных вследствие того, что 1) звезд с магнитным полем, параллельным плоскости экватора вращения мало, 2) доля сильно намагниченных протозвездных облаков тоже невелика, 3) магнитные звезды ограничиваются также величиной $v \sin i = 150$ км/с (рис.4), которая, по-видимому, определяется возникновением дифференциального вращения при $v \sin i > 150$ км/с, закручивающего магнитные силовые линии в тороидальную форму у будущих нормальных звезд. В работе [62] показано, что немагнитные CP-звезды типа Ам, HgMn и др. тоже ограничены этой величиной $v \sin i$. Заметим, что зависимости $N(v \sin i)$ на рис.4 для магнитных и немагнитных звезд практически одинаковы, т.е. магнитное поле не участвует в разделении звезд. Следовательно медленное вращение звезд, меньше критической величины v_c , является единственным фактором отделения магнитных и немагнитных CP-звезд от общей массы "нормальных" звезд. При медленном вращении звезды дифференциальное вращение не возникает, в результате в стабильной атмосфере происходят условия для сохранения магнитного поля. Различие между магнитными и химически пекулярными звездами без поля, по-видимому, состоит только в том, что при полной стабильности атмосферы в первом случае диффузия химических элементов происходит вследствие лучевого давления, гравитации и ветра в магнитном поле, а во втором то же, но без участия поля.

В ранних работах, когда структуры магнитных полей звезд рассматривались с точки зрения модели центрального диполя, высказывалось мнение, что наклон осей диполей возникал вследствие меридиональной циркуляции [27,62]. Однако, из приведенных выше данных очевидно (см. работу [2] и разделы 4 и 7), что у всех звезд, и молодых и старых, диполи находятся преимущественно в плоскости экватора вращения. Это еще раз доказывает, что

гипотеза меридиональной циркуляции в случае магнитных звезд не состоятельна, основную роль играет механизм избирательного торможения магнитным полем протозвездных облаков [1]. Звезды теряют угловой момент сильнее тогда, когда силовые линии параллельны плоскости вращения. Очевидно, что протозвезды без магнитного поля (Am, HgMn и др.) не могли затормозиться, поэтому можно предположить, что они происходят из конца распределения общей массы звезд (рис.4). Образование немагнитных CP-звезд свидетельствует о том, что *не все облака намагничены*.

8. *О зависимости свойств магнитных звезд от величины поля.* Многие авторы искали связь получаемых из наблюдений параметров магнитных звезд от величины магнитного поля. Обычно это плохо получалось вследствие большого разброса точек. Из приведенных выше данных видно, что наблюдается сложное взаимодействие магнитного поля с процессами, происходившими на всех стадиях эволюции звезд, вплоть до Главной последовательности, на которой звезды полностью стабилизируются. Благодаря стабилизации звездного вещества путем подавления магнитным полем любых движений вещества, возникают условия для управляемой магнитным полем диффузии химических элементов или неуправляемой в случае немагнитных Am, HgMn-звезд. Протозвездные родительские облака, неравномерно намагниченные, с неравномерной плотностью и сложной структурой, могут создать намагниченные звезды тоже с большим диапазоном величин магнитного поля, скоростей вращения и структур магнитных полей. Величина поля влияет на степень торможения протозвезд, но на нее влияет также начальная скорость облака, его плотность, структура облака, размеры, степень ионизации и др. Величина поля влияет также на критическое значение v_c , в результате чего граница возникновения дифференциального вращения размывается. Несомненно, в нестационарной фазе, а также вследствие разных темпов аккреции и других нестационарных эффектов, изучаемые зависимости от магнитного поля тоже нарушаются. Очевидно, что искать зависимости следует в комплексе, учитывая все перечисленные эффекты. Игнорирование этого требования, например, при длительных поисках зависимости степени химических аномалий от величины магнитного поля не приводили к четким зависимостям.

9. *Заключение.* В данной работе мы попытались рассмотреть условия возникновения основных свойств магнитных звезд в период гравитационного коллапса протозвездных облаков до наступления нестационарной фазы трека Хаяши. Основные свойства магнитных звезд, которые требуют объяснения, следующие: 1) магнитные звезды обладают глобальными дипольными магнитными полями с преимущественной ориентацией магнитных силовых линий вдоль плоскости экватора вращения, 2)

магнитные звезды медленно вращаются, 3) значительная часть звезд имеет сложные структуры магнитного поля, 4) звезды разделены на магнитные и нормальные в пропорции 1:10.

1) Анализ результатов моделирования магнитных структур CP-звезд показывает, что они скорее всего формируются из неравномерно намагниченных протозвездных облаков. Величина магнитного поля в облаках местами часто не пропорциональна плотности. Поэтому возникают звезды, у которых после сжатия максимальная напряженность магнитного поля не совпадает с максимальной плотностью. Возникают структуры магнитного поля типа "смещенного диполя", или даже многодипольные, в зависимости от количества намагниченных фрагментов в протозвездном облаке.

2) Если протозвездное облако достаточно однородно по величине магнитного поля, или если величина поля пропорциональна плотности облака, то при коллапсе магнитное поле усиливается в центре протозвезды, где максимальная плотность. Возникают магнитные звезды со структурой поля, соответствующей модели центрального диполя.

3) Нет оснований предполагать, что крупномасштабные структуры поля могли сформироваться в период нестабильной фазы трека Хаяши или в период формирования лучистой молодой звезды до ZAMS. Для этого пришлось бы предположить слишком мощные, глобальные пертурбации внутри звезд, которые еще должны были бы каким-то образом сориентировать магнитные силовые линии вдоль экватора вращения.

4) Поскольку время жизни наблюдаемых крупных магнитных структур магнитного поля $t \sim 10^9 - 10^{10}$ лет, то скорее всего они сформировались еще в начальных фазах эволюции до нестационарной фазы. Такие структуры наблюдаются даже у самых старых известных магнитных звезд возрастом $t \sim 10^9$ лет. Факт долговременной стабильности структур магнитных полей противоречит предположению о действии внутри магнитных звезд меридиональной циркуляции, дифференциального вращения и других нестабильных явлений, которые некоторые авторы предполагают. Очевидно, что магнитные звезды вращаются твердотельно, как это давно предполагается.

5) Четкий максимум зависимости на рис.4, в пределах $\alpha = 0^\circ - 20^\circ$, является признаком того, что зависимость, возникшая в период времени "до нестационарной фазы", не была сильно искажена в последующих фазах эволюции. Это говорит о том, что в нестационарной фазе Хаяши и в фазе звезд Ae/Be Хербига крупномасштабные структуры магнитного поля вряд ли искажались сильно. Этот важный результат свидетельствует о том, что магнитные звезды в этих фазах не испытывали драматических пертурбаций.

6) Выше было показано, что вероятнее всего в период гравитационного коллапса произошла эффективная потеря момента вращения протозвездного облака под действием магнитного поля, но только у тех протозвездных

облаков, у которых силовые линии магнитного поля были ориентированы преимущественно вдоль экватора вращения облака. Таких объектов оказывается всего около 10%. Это обстоятельство объясняет преимущественную ориентацию силовых линий магнитного поля вдоль экватора вращения и малую пропорцию магнитных звезд.

7) После потери момента вращения намагниченного протозвездного облака вероятно происходит разделение звезд на магнитные и нормальные. В тех случаях, когда скорость вращения превышает критическую величину v_c , в протозвездном облаке возникает дифференциальное вращение, которое закручивает магнитное поле в "невидимую" тороидальную форму и приводит таким образом звезды к состоянию "нормальных" немагнитных звезд. Отсутствие дифференциального вращения необходимо также для создания стабильных условий для диффузии химических элементов.

8) В результате рассмотренных выше данных можно сделать вывод, что сильнейшими признаками реликтовой природы магнитных полей рассматриваемого типа звезд являются: а) преимущественная ориентация магнитных диполей, б) медленное вращение звезд, с) сложные внутренние и поверхностные структуры магнитного поля у части звезд, д) разделение звезд на магнитные и нормальные, е) 10% доля магнитных.

9) Нестационарные фазы и период эволюции Ae/Be Хербига, вероятно нестабильны не столь драматически, чтобы заметно искажать магнитные структуры, поэтому основные свойства, приобретенные в стадии гравитационного сжатия, сохраняются у магнитных звезд до Главной последовательности.

10) Из показанных выше результатов очевидно, что для формирования магнитных CP-звезд необходимо выполнение условия медленного вращения, меньше v_c . Если магнитное поле отсутствует, медленное вращение должно быть у звезды изначально, т.е. она должна происходить из конца распределения скоростей вращения. К таким звездам, очевидно, относятся химически пекулярные звезды без поля.

11) Из рассмотрения перечисленных выше свойств магнитных звезд можно прийти к выводу, что магнитное поле непосредственно влияет только на степень торможения протозвездного облака, подавляет турбуленцию в атмосфере звезды, влияет слегка на степень химических аномалий.

12) Перечисленные выше свойства вместе показывают, что наиболее важный период формирования магнитной звезды и ее крупномасштабной магнитной структуры это период гравитационного коллапса "до нестационарной фазы Хаяши".

13) Формулы (1) и (2) для магнитных звезд имеют фундаментальное значение. На их основании предполагается вывод, что любые структуры, кроме дипольных (точнее полоидальных), нестабильны. На этом предпо-

ложении основана настоящая работа. На наш взгляд, полученные в этой работе результаты носят самосогласованный характер, все основные свойства сформировались в период "до нестационарной фазы трека Хаяши".

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

THE MAGNETIC PROTOSTARS

Yu.V.GLAGOLEVSKIY

The possible option of evolution of magnetic protostars at a stage "before Hayasha's phase" is discussed. Arguments in favor of the assumption that the main properties of magnetic stars are given: 1) magnetic stars possess a global dipolar magnetic fields with the primary orientation of magnetic power lines along the plane of the equator of rotation, 2) slow rotation, 3) complex, two and three dipolar structures of a magnetic field of considerable part of stars, 4) division of stars on magnetic and normal in a proportion 1:10 are formed in the period of gravitational collapse of protostar clouds "before Hayasha's phase".

Key words: *magnetic protostars: slow rotation*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, **57**, 337, 2014, (Astrophysics, **57**, 315, 2014).
2. Yu.V.Glagolevskij, Astrophys. Bull., 2015 (in press).
3. Ю.В.Глаголевский, Астрофизика, **58**, 37, 2015, (Astrophysics, **58**, 29, 2015).
4. А.Е.Дудоров, Итоги науки и техники, сер. Астрономия, **39**, 77, 1990.
5. L.Mestel, Magnetic and Related stars (Baltimore, Mono Book Co., 1967), 101, 1967.
6. T.G.Cowling, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **105**, 166, 1945.
7. L.Spitzer, Diffuse Matter in Space, New York. Intersc. Publ. J.Wiley and Sons. 1968.
8. A.E.Dudorov, Modern problems of stellar evolution, Moskow, 1998, p.28.
9. L.Mestel, D.Moss, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **178**, 27, 1977.
10. D.Moss, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **236**, 629, 1989.
11. D.Moss, IAU Symp., **224**, 245, 2004.

12. *D.Moss*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **226**, 297, 1987.
13. *D.Moss*, ASP Conf., **248**, 305, 2001.
14. *J.Braithwaite, A.Nordlung*, Astron. Astrophys., **450**, 1077, 2006.
15. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij, G.Scholz*, Stellar magnetic fields, Moskow, 1997, p.67.
16. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Magnetic fields of chemically peculiar and related stars, Moskow, 2000, p.151.
17. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Physics of magnetic stars, Nizhnij Arkhyz, 2007, p.148.
18. *E.Gerth, Yu.V.Glagolevskij*, Bull. SAO, **56**, 25, 2003.
19. *Yu.V.Glagolevskij*, Astrophys. Bull., **66**, 158, 2011.
20. *G.W.Preston*, Astrophys. J., **150**, 547, 1967.
21. *G.W.Preston*, The Magnetic and Relating stars, Baltimore Mono Book Corp. 1967, p.3.
22. *J.D.Landstreet*, Astrophys. J., **159**, 1001, 1970.
23. *E.Flowers, M.A.Ruderman*, Astrophys. J., **215**, 302, 1977.
24. *Ю.В.Глаголевский, И.И.Романюк, И.Д.Найденов, В.Г.Штоль*, Изв. САО, **27**, 34, 1989.
25. *Yu.V.Glagolevskij*, Magnetic stars, Leningrad, Nauka, 1988, p.206
26. *D.Moss*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **168**, 61, 1974.
27. *D.W.N.Stibbs*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **110**, 395, 1950.
28. *G.Preston*, Publ. Astron. Soc. Pacif., **83**, 571, 1971.
29. *Ю.В.Глаголевский*, Астрофизика, **56**, 441, 2013, (Astrophysics, **56**, 407, 2013).
30. *А.Е.Дудоров, А.В.Тутуков*, Астрон. ж., **67**, 342, 1990.
31. *D.J.Price, M.R.Bate, C.L.Dobbis*, Rev. Mex. Astron. Astrophys., **36**, 128, 2009.
32. *R.B.Larson*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **194**, 809, 1981.
33. *P.North*, Astron. Astrophys., **141**, 328, 1984.
34. *E.F.Borra et al.*, Astron. Astrophys., **149**, 266, 1985.
35. *E.F.Borra, J.D.Landstreet*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **42**, 421, 1980.
36. *P.Didelon*, Astron. Astrophys., **55**, 69, 1984.
37. *Ю.В.Глаголевский*, Астрофизика, **22**, 545, 1985, (Astrophysics, **22**, 323, 1985).
38. *Yu.V.Glagolevskij, E.Gerth*, Magnetic stars, Nizhij Arkhyz, 2011, p.153.
39. *Ю.В.Глаголевский*, Астрофизика, **56**, 189, 2013, (Astrophysics, **56**, 173, 2013).
40. *H.Abt, N.I.Morrell*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **99**, 135, 1995.
41. *N.S.Schulz*, From dust to stars, Chichester, 2004 (Chapter 5-7).
42. *V.Glagolevskij, G.A.Chountonov*, Bull. SAO, **51**, 88, 2001.
43. *Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov*, Bull. SAO, **45**, 105, 1998.
44. *Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov*, Stellar magnetic fields, Moskow, 1998, p.116.
45. *E.Alecian et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **400**, 354, 2009.
46. *T.Cowling*, The Sun, ed. G.P.Kuiper, Univ. of Chikago Press, Chikago (1953), Chapter 8.
47. *E.N.Parker*, Cosmical magnetic fields, Clarendon Press, Oxford 1979.
48. *Ю.В.Глаголевский*, Астрофизика, **57**, 217, 2014, (Astrophysics, **57**, 204, 2014).

49. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, **55**, 189, 2012, (*Astrophysics*, **55**, 169, 2012).
50. Yu.V.Glagolevskij, *Astrophys. Bull.*, **69**, 305, 2014.
51. R.C.Jr.Fleck, *Astrophys. J.*, **240**, 218, 1980.
52. L.Mestel, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **8**, 79, 1975.
53. P.A.Strittmatter, J.Norris, *Asyron. Astrophys.*, **15**, 239, 1971.
54. O.Havnes, P.S.Conti, *Astron. Astrophys.*, **14**, 1, 1971.
55. L.Mestel, *Stellar evolution*, Cambridge MIT Press, 1972, p.643.
56. Ю.В.Глаголевский, *Астрофизика*, **48**, 229, 2005, (*Astrophysics*, **48**, 194, 2005).
57. В.Г.Ключкова, И.М.Копылов, *Астрон. ж.*, **65**, 947, 1985.
58. M.R.Hartug, *Astrophys. J.*, **212**, 723, 1977.
59. K.Stepien, *Astron. Astrophys.*, **353**, 227, 2000.
60. А.Е.Дудоров, А.В.Тутуков, *Астрон. ж.*, **67**, 342, 1990.
61. T.C.Mouschovias, E.V.Paleologou, *Astrophys. J.*, **230**, 204, 1979.
62. D.Moss, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **209**, 607, 1984.

INVESTIGATION OF FAINT GALACTIC CARBON STARS FROM THE FIRST BYURAKAN SPECTRAL SKY SURVEY. II. EARLY-TYPE CARBON STARS

K.S.GIGOYAN¹, A.SARKISSIAN², D.RUSSEIL³, N.MAURON⁴,
G.KOSTANDYAN¹, R.VARTANIAN⁵, H.V.ABRAHAMYAN¹,
G.M.PARONYAN¹

Received 13 May 2015

Accepted 24 June 2015

In this paper, second in this series, we discuss the nature of 66 faint carbon (C) stars which have been discovered by scrutinizing the plates of the First Byurakan Survey (FBS). These plates display low-resolution spectra of objects located at high Galactic latitudes and have a limiting magnitude of about $V=16$. Our sample of 66 objects is part of a total of 120 stars found in the FBS and confirmed spectroscopically to be C stars. These 66 objects are those which show early-type spectra (not N-type). To better characterize these objects, medium-resolution CCD spectra were obtained and are exploited for them all, together with consideration of their 2MASS near-infrared (NIR) colors and their optical variability. First, we establish criteria for getting a spectral classification by using our medium-resolution spectra. Then, 57 objects show spectral features which are typical of CH-giants, while 4 can be classified as a R-type stars. Five objects in our sample are reported to be probably carbon dwarf according to previous studies. We derive effective temperatures from photometry. Finally, the optical variability of our objects are studied by using the data of the Catalina Sky Survey (CSS). It is found that the vast majority does not display variability. However, for some of them, the phased light curve may indicate the presence of a secondary component. We estimate the detection range (in kpc) for each class of carbon stars detected in the FBS. Finally, our studies of C stars found at high galactic latitude are discussed in the context of the Gaia mission.

Key words: *stars:survey:early-type carbon stars:classification:temperatures*

1. Introduction. Carbon (C) stars (showing prominent C_2 , CN, and CH molecule absorption bands in their optical spectra) have been studied for more than a century. They can be roughly divided into late-type objects (N-type) which are red luminous Asymptotic Giant Branch (AGB) stars, and early-type objects which may be CH giants, R stars, and dwarf Carbon (dC-stars). CH stars (recognized to be population II giants) and dC stars are known also as binary systems, and are generally older than the N-type sources (for a review of C stars, see Wallerstein and Knapp [1], and Lloyd Evans[2]).

Faint High-Latitude Carbon Stars (FHLCS, $R>13^m$ and $|b|>20^\circ$) have been the subject of many works in the last two decades. They were not easily found until recently, and some of them were found serendipitously [3,4]. Many FHLCS are distant giants, especially useful for dynamical studies of the Galactic Halo [5,6].

In the first years of FHLCs studies, most of the discoveries were due to objective prism surveys, such as those of Case [7], Michigan [8], Byurakan [9,10] and Hamburg/ESO [11]. However, an important sample of red FHLCs was discovered through optical POSS colour selection with slit-spectroscopic confirmation by Totten and Irwin [12]. The work by Maun et al. [13] (and reference therein) followed this line of research, but was based on exploiting the 2MASS NIR data (Two-Micron All Sky Survey online available at <http://irsa.ipac.caltech.edu/2mass/>) and its catalogue [14]. After slit-spectroscopy of selected candidates, more than 100 new AGB halo C stars were found. In parallel, efforts based on the Sloan Digital Sky Survey (SDSS) permitted to identify a sample of 251 FHLCs (verified spectroscopically [15,16]). Recently Green [17] expanded this SDSS sample of FHLCs to 1220 objects. These discoveries are based on photometric selection, fiber spectroscopy of candidates, and cross-correlation of the spectra with C template stars. All SDSS spectra can be found at <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-3?-source=V/139/>) and they reveal that the vast majority are dwarfs. One can finally note the works of Goswami and collaborators [18-20] to classify through slit-spectroscopy the FHLCs sample of the Hamburg/ESO survey of Christlieb et al. [11].

The goal of this paper (second in this series) is to present the nature of 66 moderately faint C stars discovered in the First Byurakan Survey (FBS) [21]. Their red magnitudes range from 9.7 to 15.1 and they show early-type carbon star characteristics. Medium-resolution optical spectra and NIR colors are exploited. Note that the first paper of the present series was devoted to the variability of 54 N-type AGB stars [22]. The photometric data for part of the early-type C stars studied in this paper are included in the "Revised and Updated Catalogue of the First Byurakan Survey of Late-Type Stars (LTSS) [23]. This catalogue also includes N-type stars. Additionally, 24 new FHLCs [10,24] and more than 50 M-type stars were found by scrutinizing the Digitized First Byurakan Survey (DFBS) [25] database (online access at <http://ia2.oats.inaf.it/>). The carbon-rich nature for all 120 discovered C stars has been confirmed by moderate-resolution CCD spectroscopy [9,10,24].

In Section 2 we establish a set of spectroscopic and photometric features which are used for the determination of the spectral class of our objects. In Section 3 the effective temperatures are derived from the photometric data, and in Section 4 the resulting classification is given for the 66 stars. NIR color-color plots are considered. In Section 5 the detection ranges (in kpc) are estimated for each group of C stars detected in the FBS. Finally, a discussion and concluding remarks are given in Section 6.

2. C Stars Spectral Types. Many papers in the literature are devoted to the spectroscopy of C stars, and these studies have been done with various spectral resolutions and various spectral regions. The spectral properties of C

stars were explained by the unusual chemical composition of their atmospheres. This feature makes them very interesting objects in the later spectral classes, and they are especially important for developing a theory of stellar evolution [26]. The Henry Draper classification divided C stars into two groups, N and R-types, on the basis of their spectral features. N stars exhibit strong depression of radiation in the violet part of the spectrum. R stars, on the other hand, have warmer temperatures. The CH stars (known also as a high-velocity objects [26]) were mostly classified as R stars before they were recognized as a separate class. The main distinguishing spectral features of CH stars are very strong CH band at $4300 \text{ \AA}$, and enhanced lines of s-process elements (such as BaII). Many R stars have also strong CH and it is difficult to distinguish between CH and R stars from low-resolution spectra, because they are very similar [26].

2.1. Early-Type C stars. A set of spectroscopic and photometric criteria and features, based on moderate-resolution spectra and developed by different researchers are used here to clarify the group of 66 FBS C stars that display early-type spectra. Moreover, spectra for all 66 stars are compared with the "Moderate-Resolution Spectral Atlas of Carbon Stars" by Barnbaum et al. [27] and with the medium-resolution spectra of known stars. The main spectroscopic features based on moderate-resolution spectra and used to specify the C-CH and C-R-type classes can be summarized as: the presence of an intense G band of the CH molecule at $4300 \text{ \AA}$ with secondary P branch head at $4342 \text{ \AA}$, which is the most useful indicator of the difference between CH and R stars; presence of intense Ba II lines at 4554 , 4935 and $6496 \text{ \AA}$, Sr II lines at 4077 and $4215 \text{ \AA}$ [18]; intense lines of Balmer series, strength/weakness of the Ca I feature at $4226 \text{ \AA}$ [26].

2.2. Dwarf Carbon (dC) Stars. Luminosity Discriminants. Spectroscopically, the distinction between dwarf and giant C stars is less obvious [28]. Spectra of dC stars contain an enhanced C_2 bandhead at $6191 \text{ \AA}$ that is less pronounced in spectra of C giants. A known set of the photometric and spectroscopic luminosity discriminants is considered also for early-type C stars to search for dC star candidates among the FBS sample. The simplest discriminant is proper motion, which is the most powerful way to separate dwarf and giant C stars. One can also consider anomalous NIR colors and the following features: strong C_2 (0, 2) bandhead at $\lambda 6191 \text{ \AA}$ [28], and the presence of the multiple bands of CaH molecule at $\lambda 6382$, 6750 , $6903 \text{ \AA}$ which can be seen in low-resolution spectra [15].

The spectra of our 66 early-type FBS C stars were examined regarding the spectroscopic features described above. Their proper motions were checked in optical multi-color and multi-epoch databases, like the PPMXL (Catalog of Positions and Proper Motions of the ICRS) [29] (online access at <http://>

vo.uni-hd.de/ppmxl/) and in SuperCOSMOS Sky Survey - SSS [30] (on-line at <http://www-wfau.roe.ac.uk/ss/>).

3. *Temperatures From Photometric Data.* Determination of the effective temperatures T_{eff} of chemically peculiar red giants are considered in many papers and are based on the optical and NIR color indices. To estimate T_{eff} for our 66 FBS C stars, we use an empirical relation between T_{eff} and the $J-K$ dereddened color obtained by Bessell et al. [31];

$$T_{\text{eff}} = 7070[(J-K)+0.88]. \quad (1)$$

All 2MASS JHK_s data were transformed to the system defined by Johnson [32], and the dereddened $J-K$ colors were obtained by adopting the interstellar extinctions given by the maps of Schlegel et al. [33]. The relation (1) has been calibrated using T_{eff} determination (with accuracy of about 250 K) from lunar occultation observations [34,35].

4. *Results.* Through examination of the spectral features described above, the membership of a star in a particular group is derived by comparing of the FBS C stars spectra with the spectra of a large amount of the early-type stars known. Spectra of C stars available in the atlas catalogue [27] are also used. 66 spectra allow us to classify 57 stars as CH-type, and 4 as R-type stars. Five objects had been classified as dC star candidates, presented in paper [10].

The main characteristics for our 66 early-type C stars are presented in

Table 1

DATA FOR 66 EARLY-TYPE C STARS

FBS And DFBS	USNO-A2.0 R mag.	Spectral class	T_{eff} (K)	Notes
1	2	3	4	5
0018+213	9.71	CH	4620	(1)
0254+482	11.1	CH	3500	
0259+444	12.8	CH	3417	
0318+238	10.7	R	4517	
0324+236	13.7	CH	3620	
0644+616	11.5	CH	4210	
0754+109	12.1	CH	4270	
0845+466	13.9	dC?	-	
0900+034	12.1	CH	3890	
0904+213	11.6	CH	4277	
0916+029	11.4	CH	4160	
0922+786	12.1	CH	3990	
1043+213	11.2	CH	3970	
1043+253	13.1	CH	3970	
1119+460	14.2	CH	3830	
1127+782	12.0	CH	4570	
1140+038	15.1	CH	4450	

Table 1 (The end)

1	2	3	4	5
1145-000	12.4	CH	3895	
1152-039	11.5	CH	3880	
1225+077	13.5	CH	4430	
1238-046	13.1	CH	4275	
1305+015	12.2	CH	4122	
1339+117	13.4	dC?	-	(1)
1406+027	12.8	CH	4298	
1418-031	12.0	CH	3717	
1418+018	11.8	CH	4000	
1431-079	12.7	CH	4040	
1440+263	12.4	R	3910	
1451+075	11.7	R	3750	
1547+046	12.2	CH	4330	
1552-002	11.3	CH	4300	
1553+119	12.4	CH	4342	
1609-058	12.3	CH	4065	
1612+262	13.1	CH	4166	
1615-048	12.6	CH	3432	
1619+160	11.8	CH	3538	
1715+172	12.2	CH	4340	
1728+216	11.1	CH	3838	
1811+462	13.2	CH	3631	
1825+272	12.1	CH	4648	
2029+101	11.8	CH	3768	
2100+123	12.7	CH	3454	
2123-104	12.9	CH	4142	
2158+197	12.5	CH	4735	
2203+198	13.2	CH	4030	
2207-095	12.7	CH	3876	
2217+100	13.3	CH	4196	
J003700.13+342234.0	11.9	CH	3582	
J004619.15+354537.3	13.2	CH	4416	
J075331.90+190344.3	11.0	CH	3813	
J083335.84-011939.1	11.0	CH	4144	
J111422.94+081442.7	10.8	CH	4234	
J112242.11+411020.1	12.4	CH	4415	
J113524.04+181623.3	11.5	CH	4447	
J115153.56+412232.9	12.9	CH	4526	
J135831.62+611042.7	12.9	CH	3888	
J143026.10+202233.7	14.1	CH	3826	
J145241.15+785923.8	13.3	dC?	-	(1)
J153938.95+124800.2	13.3	CH	4068	
J172834.59+651110.4	11.7	CH	3789	
J190034.62+440829.1	12.1	dC?	-	(1)
J213937.66+095250.4	13.5	CH	4348	
J222425.62-043801.6	13.0	R	4360	
J224217.04+251259.3	10.5	CH	4170	
J225342.28+241556.6	12.2	CH	4306	
J234043.43+353104.4	13.8	dC?	-	(1)

Notes to individual objects: (1) Investigation of these objects, which are dC stars candidates based on spectroscopy, is presented in papers [10,36]. For dC candidates, T_{eff} is not presented. Their blackbody temperatures based on analysis of multi-wavelength data will be discussed in a separate paper.

Table 1. In this Table, column 1 is the running FBS and DFBS number according to the LTS [23] and to papers [10,24]; column 2 is the spectral class that we found; column 3 is the red magnitude taken in the USNO-A2 catalogue (Vizie Online Data Catalogue - I/252); column 4 is the effective temperature T_{eff} that we determined as explained above and based on $J-K$ color indices; finally, column 5 contains several notes to individual objects.

To illustrate the quality of the spectra used for our classification, we show in Fig.1, as an example, the spectrum of FBS 1825+272, obtained with the Byurakan Astrophysical Observatory 2.6 m telescope SCORPIO spectrograph. This star has a R magnitude of 12.1 and the CH band is strong. The exposure time was 600 seconds.

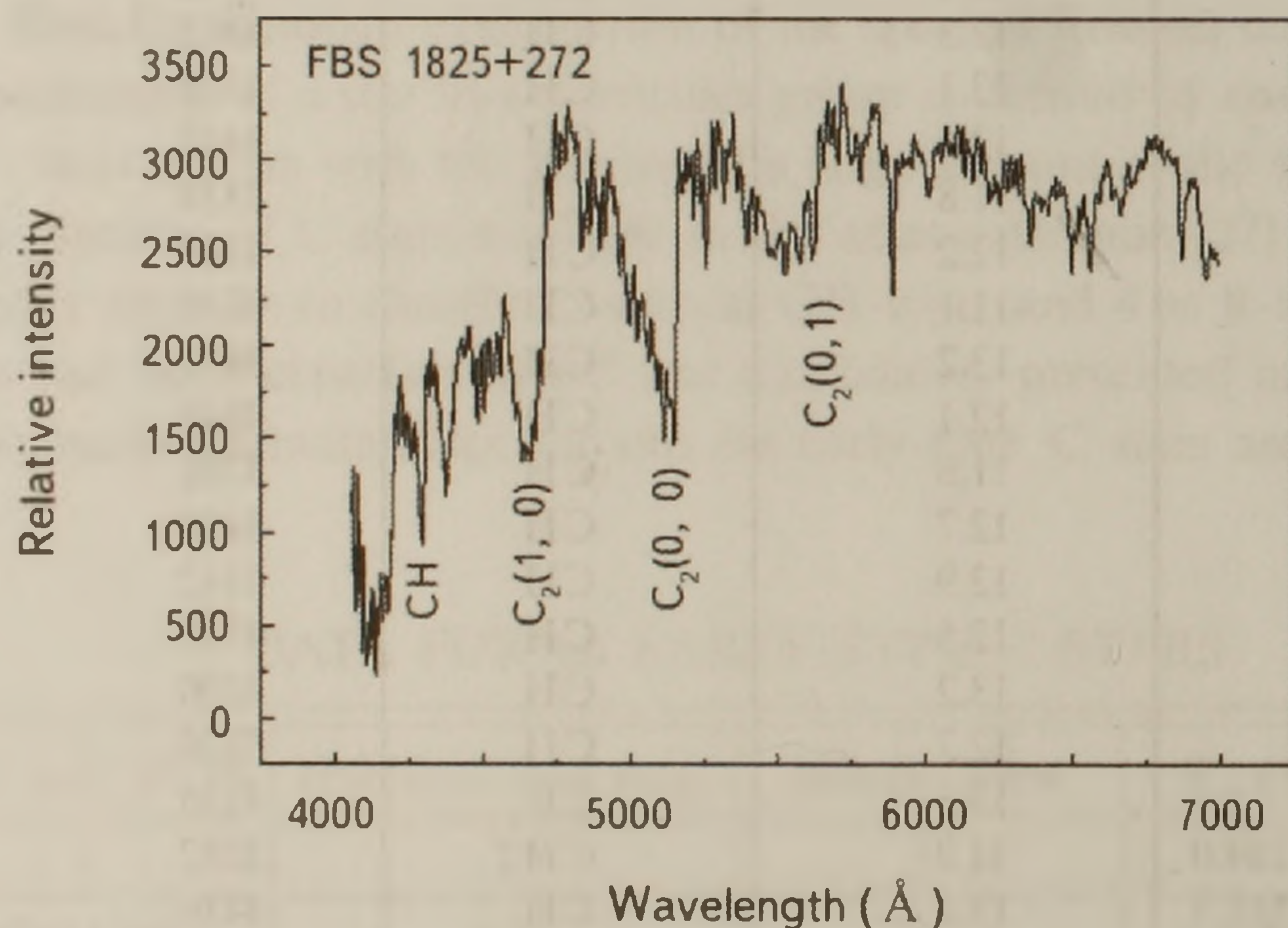


Fig.1. BAO 2.6 m telescope SCORPIO spectra for FBS 1825+272 in the wavelength range $\lambda \lambda 4000 - 7000 \text{ \AA}$ obtained on 25 July 2004. X -axis presents wavelength ($\text{\AA}$), Y -axis presents the relative intensity. Absorption bands of the $C_2(1, 0)$ 4737 $\text{\AA}$, $C_2(0, 0)$ 5165 $\text{\AA}$, $C_2(0, 1)$ 5636 $\text{\AA}$ Swan system and CH molecule G-band at 4300 $\text{\AA}$ are indicated.

Concerning variability, interrogation of the Catalina database showed us that the very large majority of our 66 objects are quite stable. More precisely, these objects are absent of the CSS catalogue of variable stars, or, if present in this database, the amplitude is very low, suggesting very little or no variability. This is consistent with them not being cool AGB stars. However, in Fig.2 (a, b), we show the Catalina Sky Survey (CSS) [37] phased light curves for FBS 0644+616 and DFBS J172734.59+651110.4, which are classified as CH-type stars. In these two cases, variability may be real, although the signal from these two stars are close to saturation.

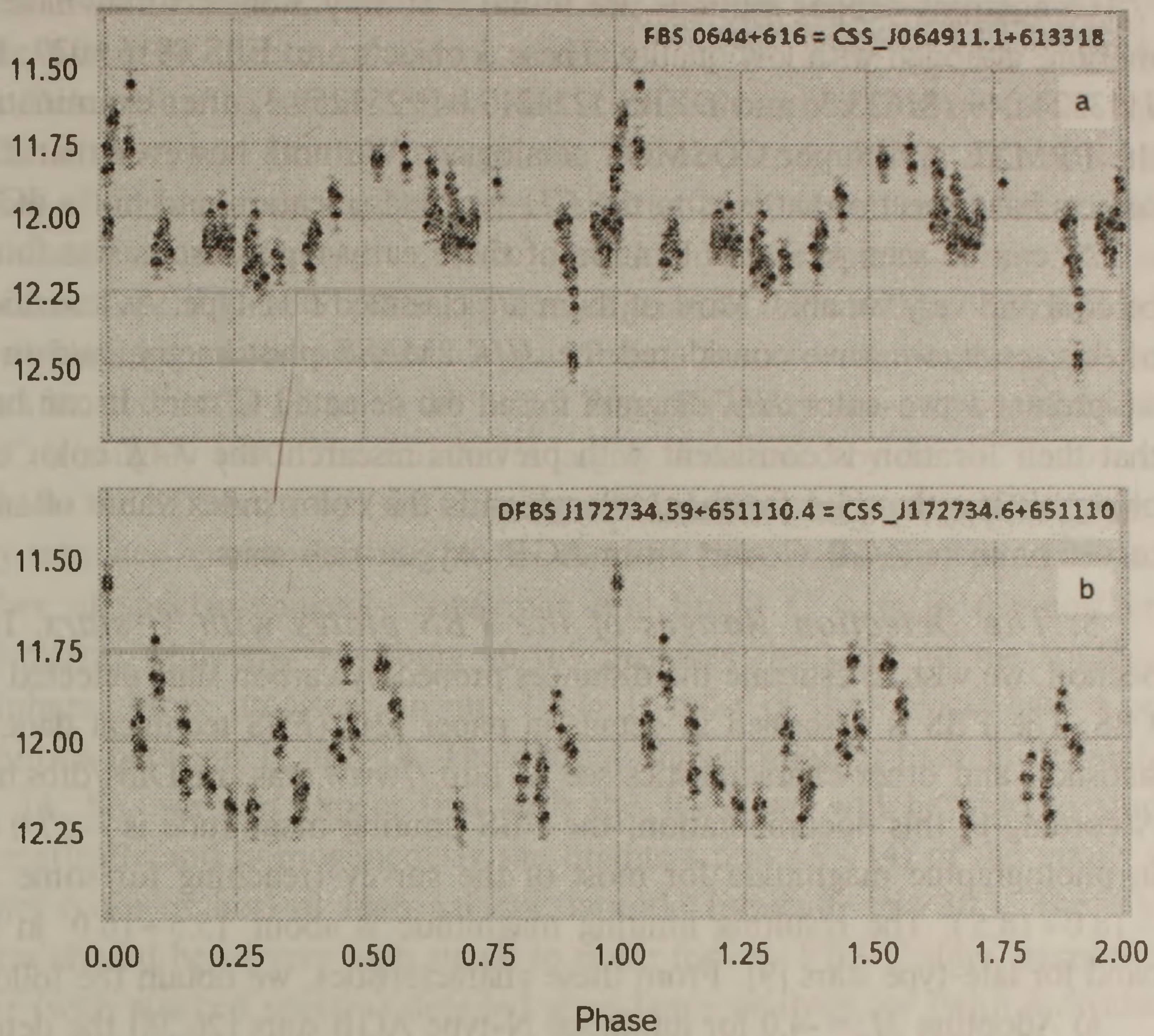


Fig.2. (a, b). Catalina Sky Survey (CSS) phase dependence light curve for FBS 0644+616 (CSS_J064911.1+613318) and for DFBS J172734.59+651110.4 (CSS_J172734.6+651110). X-axis presents the phase, and Y-axis presents the CSS V-band magnitude. The periodic variability is probably connected with the existence of a secondary components around them.

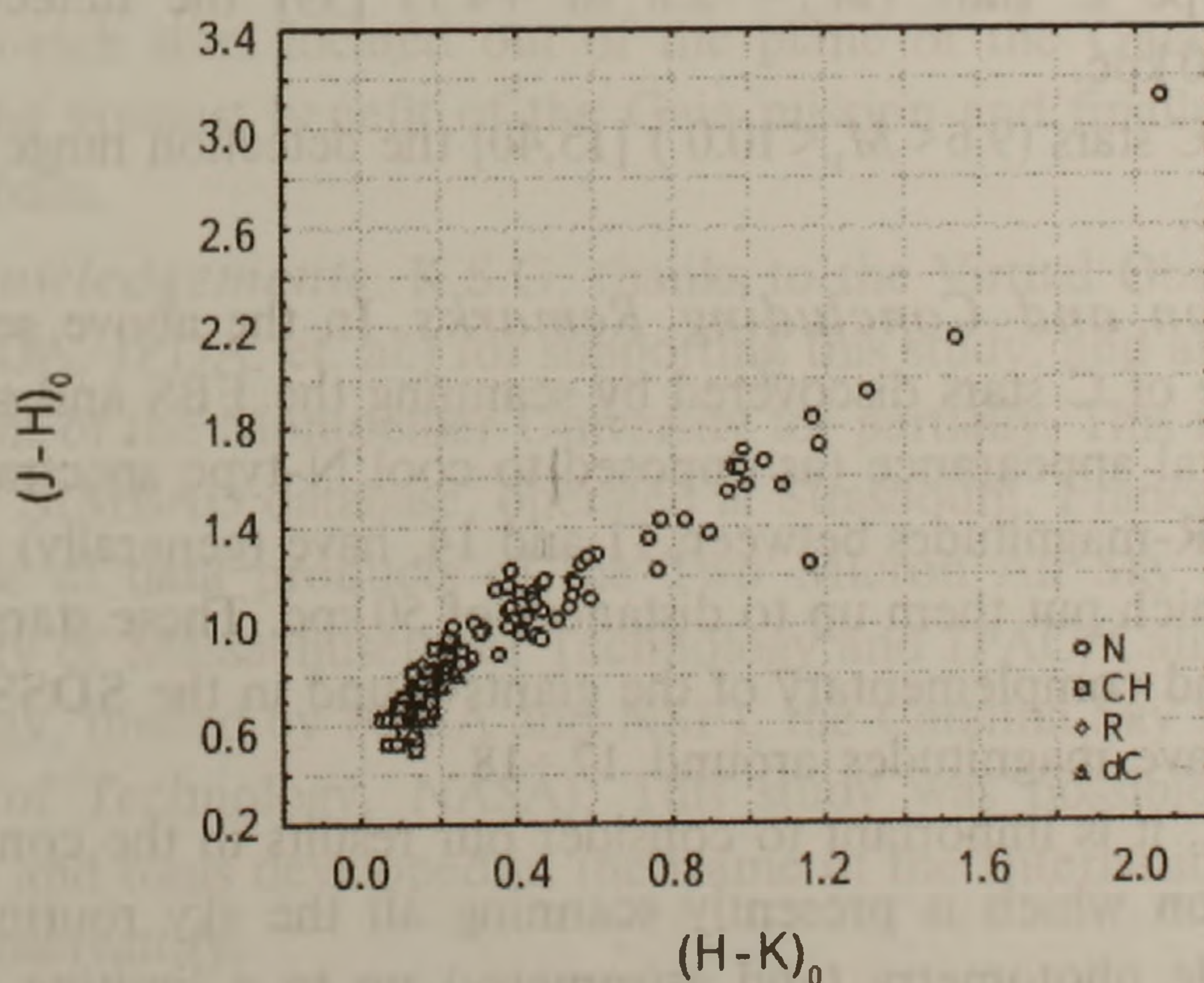


Fig.3. $(J-H)_0$ vs. $(H-K)_0$ dereddened two-color plots (2MASS JHKs data have been transformed to SAAO system [32], extinction calculations according to Schlegel et al. [33] map) for the 66 early-type C stars listed Table 1 and 54 N-type C stars [22]. Symbols are: open squares - CH stars, open circles - N-type stars, diamonds - R stars, and open triangles - dC star candidates.

Concerning proper motions, we found that only 3 objects may have some motion, although with low quality. These 3 objects are: FBS 0916+029, DFBS J113524.04+181623.3, and DFBS J224217.04+251259.3, after examination of the PPMXL and Super COSMOS catalogues. We note however that these 3 objects have spectra that lead to the CH-type classification and not a dC-type.

As can be seen in Table 1, none of these early-type C stars was found to be cool and very variable. Most of them are classified CH-type. As a verification of this result, we have considered the *JHK* 2MASS photometry, and in Fig.3 we present a two-color *JHK* diagram for all the detected C stars. It can be seen that their location is consistent with previous research: the *J-K* color of our objects is less than 1.4 for them all, which is the color index value often used to discriminate AGB C stars from AGB oxygen-rich stars.

5. The Detection Ranges of the FBS plates with C stars. In this Section, we wish to estimate the distances probed by carbon stars detected in the FBS. The FBS is described in details in paper [21] (FBS technical data, zone statistics, and other characteristics see at <http://www.aras.am/Dfbs/dfbs.html/>). According to this documentation, the FBS limiting magnitude is $\sim 17.0 \div 17.5$ in photographic magnitude for most of the survey (reaching for some zones $\sim 18.0 \div 18.5$). The resulting limiting magnitude is about $15.5 \div 16.0$ in the *V* band for late-type stars [9]. From these characteristics, we obtain the following:

a) Adopting $M_V = -4.0$ for luminous N-type AGB stars [26,38] the detection range can be estimated up to ~ 100 kpc for the FBS.

b) For CH-giants ($0 < M_V < -2.5$) [11,26,38], can be detected them up to ~ 50 kpc.

c) For R-type C stars ($M_V = -2.8$ to $+4.1$) [39] the detection range estimation is ~ 50 kpc.

d) And for dC stars ($9.6 < M_V < 10.0$) [15,40] the detection range estimation is up to ~ 200 pc.

6. Discussion and Concluding Remarks. In the above sections, we studied a sample of C stars discovered by scanning the FBS and showing an early-type spectral appearance (as opposed to cool N-type spectra). Most of these stars have R-magnitudes between 11 and 14, have (generally) a CH-type classification, which put them up to distances of 50 kpc. These stars are much brighter than, and complementary of the giants found in the SDSS survey by Green, which have magnitudes around $17 \div 18$.

At this point, it is important to consider our results in the context of the Gaia [41] mission which is presently scanning all the sky routinely. While Gaia will provide photometry (and astrometry) up to a limiting magnitude $20 \div 21$, its spectrograph (Radial Velocity Spectrometer) will give usable spectra only for objects with $V < 14 \div 15$. Its resolution is 11500, and its spectral range

is from 8470 to 8740 Å. While most of the science expected with the RVS will be based on spectra of *K*-type giants (or hotter stars), the RVS will be also efficient for the studies of evolved stars such as our C stars (of N-type or CH or R-type). In this respect, the present study which increases the number of CH-type stars at high galactic latitude will be of high value to help Gaia classification. Our stars can be considered as templates. They are also located out of the galactic plane, so that in general, there will be less crowding and overlapping of the spectra for our objects than for the large number of C stars located in the plane of the Milky Way. Presently, the number of known FHLC is roughly 1700. This number is largely dominated by the dC discovered thanks to the SDSS survey (see Green's work). Interestingly, the SDSS photometry saturates near magnitude 14. So, the FBS discoveries offer an interesting number of spectroscopically confirmed and bright C stars in the northern hemisphere, while the Hamburg survey provides the same in the southern hemisphere. More precisely, in our Table 1, most of the objects have a red magnitude between 11 and 14. There are 4 objects brighter than 11 or fainter than 14. So, we can expect that with the RVS, we will be able to study systematically and homogeneously the brightest part ($R < 14$) of the family of C stars (cool or hot) at high galactic latitude (typically $|b| > 20^\circ$). The RVS spectra should be of very high signal to noise for our FBS C stars, permitting either (with stacked spectra) detailed abundance analysis, or (with individual spectra) detailed analysis of the radial velocity variation or photometric variation. It will also be interesting to compare effective temperatures derived in this work (from NIR colors) with the effective temperature derived from the RVS spectra and/or Gaia photometry. Further investigation of the diverse families of carbon-rich stars located out of the plane of the Galaxy is desirable to achieve the greatest benefit of the Gaia mission and finally better know the Galactic halo.

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

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

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

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

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

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

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ ГАЛАКТИЧЕСКИХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД ИЗ ПЕРВОГО БЮРАКАНСКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОБЗОРА НЕБА. II

К.С.ГИГОЯН¹, А.САРКИССИАН², Д.РУСЕЙ³, Н.МАУРОН⁴,
Г.КОСТАНДЯН¹, Р.ВАРТАНЯН⁵, А.В.АБРАМЯН¹, Г.ПАРОНИЯН¹

В настоящей работе (второй в данной серии) обсуждается природа 66 слабых углеродных (C) звезд, выявленных на низкодисперсионных пластинках Первого Бюраканского Обзора неба (FBS) на высоких галактических широтах. Предельная звездная величина для этих пластинок оценивается до 16^m в визуальных лучах для звезд поздних классов. Наш список из 66 объектов, является частью списка из 120 FBS звезд, подтвержденных спектроскопически, которые представляют собой C звезды ранних подклассов. Для этих объектов были исследованы CCD спектры, полученные со средней дисперсией, 2MASS инфракрасные показатели, а также оптическая переменность. 57 объектов показывают особенности, характерные для СН звезд, 4 - классифицированы как R звезды. Пять объектов из 66, являются кандидатами в C карлики. Эффективная температура определена на базе фотометрических данных. Оптическая переменность исследована, используя данные из CSS (Catalina Sky Survey). Основная часть объектов не показывает заметную переменность. Для некоторых из них изменение яркости от фазы возможно объясняется присутствием вторичного компонента. Для обзора FBS нами оценены расстояния обнаружения (в кпк) для каждого класса C звезд. Важность изучения этих объектов на высоких галактических широтах обсуждается в рамках программы космического проекта Gaia.

Ключевые слова: *обзоры: C звезды ранних подклассов: классификация: температура*

REFERENCES

1. *G.Wallersten, G.R.Knapp*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 369, 1998.
2. *T.L.Evans*, *J. Astrophys. Astron.*, **31**, 177, 2010.
3. *N.Sanduleak, P.Pesch*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **94**, 690, 1982.
4. *J.Moody, S.A.Gregory, M.S.Soukup et al.*, *Astron. J.*, **113**, 1022, 1997
5. *J.R.Mould, D.P.Schneider, G.A.Gordon et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **97**, 130, 1985.
6. *G.Bothun, J.H.Elias, G.MacAlpine et al.*, *Astron. J.*, **101**, 2220, 1991.
7. *N.Sanduleak, P.Pesch*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **66**, 387, 1988
8. *G.M.MacAlpine, G.A.Wiliams*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **45**, 113, 1981.
9. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, M.Azzopardi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 560, 2001.
10. *K.S.Gigoyan, D.Russeil, A.M.Mickaelian et al.*, *Astron. Astrophys.*, **544**, A95, 2012.
11. *N.Christlieb, P.J.Green, L.Wisotzki, D.Reimers*, *Astron. Astrophys.*, **375**, 366, 2001.
12. *E.J.Totten, M.J.Irwin*, *Mont. Not. Roy. Astron. Soc.*, **294**, 1, 1998.
13. *N.Mauron, M.Azzopardi, K.S.Gigoyan, T.R.Kendall*, *Astron. Astrophys.*, **418**, 77, 2004.
14. *M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1163, 2006.
15. *B.Margon, S.F.Anderson, H.C.Harris et al.*, *Astron. J.*, **124**, 1651, 2002.
16. *R.A.Downes, B.Margon, S.F.Anderson et al.*, *Astron. J.*, **127**, 2838, 2004.
17. *P.Green*, *Astrophys. J.*, **765**, 12, 2013.
18. *A.Goswami*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **359**, 531, 2005.
19. *A.Goswami, D.Karinkuzhi, N.S.Shantikumar*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **402**, 1111, 2010.
20. *D.Karinkuzhi, A.Goswami*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **440**, 1095, 2014.
21. *B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian et al.*, *Commun. Special Astrophys. Obs.*, **62**, 5, 1989.
22. *K.S.Gigoyan, A.Sarkissian, D.Russeil et al.*, *Astrophysics*, **57**, 510, 2014.
23. *K.S.Gigoyan, A.M.Mickaelian*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **419**, 3346, 2012.
24. *K.S.Gigoyan, C.Rossi, A.Sarkissian et al.*, (in preparation), 2015.
25. *A.M.Mickaelian, R.Nesci, C.Rossi et al.*, *Astron. Astrophys.*, **464**, 1177, 2007.
26. *Z.K.Alksne, A.K.Alksnis, U.K.Dzervitis*, "Properties Of Galactic Carbon Stars", Orbit Book Company, Malabar, Florida, 1991.
27. *C.Barnbaum, R.P.S.Stone, P.C.Keenan*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **105**, 419, 1996.
28. *P.J.Green, B.Margon, S.F.Anderson*, *Astrophys. J.*, **400**, 659, 1992.
29. *S.Roeser, M.Demleitner, E.Schilbach*, *Astron. J.*, **139**, 2440, 2010.
30. *N.C.Hambly, H.T.MacGillivray, M.A.Read et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **326**, 1279, 2001.
31. *M.S.Bessell, P.R.Wood, T.L.Evans*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **202**, 59, 1983.
32. *J.M.Carpenter*, *Astron. J.*, **121**, 2851, 2001
33. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, *Astrophys. J.*, **500**, 525, 1998.
34. *S.T.Ridgway, G.H.Jacoby, R.R.Joyce, D.C.Wells*, *Astron. J.*, **85**, 1496, 1980.

35. *S.T.Ridgway, R.R.Joyce, N.M.White, R.F.Wing*, *Astrophys. J.*, **235**, 126, 1980.
36. *K.S.Gigoyan, P.K.Sinamyan, D.Engels, A.M.Mickaelian*, *Astrophysics*, **53** 123, 2010.
37. *A.J.Drake, S.D.Gjorgovski, A.A.Mahabal et al.*, *Astrophys. J.*, **696**, 870, 2009.
38. *A.Alksne, A.Balklavs, U.Dzervitis, I.Eglitis*, *Astron. Astrophys.*, **338**, 209, 1998.
39. *G.Knapp, D.Pourbaix, A.Jorissen*, *Astron. Astrophys.*, **371**, 222, 2001.
40. *H.C.Harris, C.Dahn, R.L.Walker et al.*, *Astrophys. J.*, **502**, 437, 1998.
41. *L.Lyndegren, M.A.C.Perryman*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **116**, 579, 1996.

ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В LDN 1667

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН

Поступила 8 апреля 2015

Принята к печати 24 июня 2015

Рассмотрена группа из трех областей звездообразования, расположенных в темном облаке LDN 1667. Все три области содержат системы типа трапеции. Проведены $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения части молекулярного облака LDN 1667, связанного с одной из областей звездообразования. Обнаружено наличие трех молекулярных облаков, с одним из которых (с основным облаком) связаны красное и синее истечение. У трех звезд из областей звездообразования обнаружены туманности в виде колец, а у одной звезды - в виде конуса. Темное облако LDN 1667 связано с радиальной системой темных глобул, которая образована звездой HD 57061.

Ключевые слова: *молекулярные облака: молекулярные истечения: области звездообразования*

1. *Введение.* Как известно, области звездообразования бывают двух видов [1]. 1. Области, в которых рождаются массивные звезды. 2. Области, в которых рождаются звезды малых и промежуточных масс. В данной статье рассмотрены три области звездообразования второго типа, которые расположены в темном облаке LDN 1667. Звезды всех трех областей звездообразования составляют системы типа трапеции. Как известно, о важности систем типа трапеции для эволюции звезд указывал Амбарцумян [2]. Проведены $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения части молекулярного облака LDN 1667, связанного с одним из областей звездообразования. С темным облаком связана также радиальная система темных глобул.

2. *Области звездообразования.* Рассмотрены три области звездообразования. Все они находятся в том же молекулярном облаке (LDN 1667).

1. Эта область найдена нами и не входит ни в один из известных каталогов. Ее координаты: $\alpha(2000) = 7^{\text{h}}22^{\text{m}}09^{\text{s}}.4$, $\delta(2000) = -25^{\circ}44'14''$ (см. рис.1). Область звездообразования 1 состоит из пяти звезд, составляющих систему типа трапеции, и звезды с туманностью в виде конуса (см. рис.1). Данные о звездах из области звездообразования 1 приведены в табл.1 (данные взяты из [3]). В этой таблице первые пять звезд - звезды трапеции, звезда N6 - звезда с туманностью в виде конуса. В первом столбце таблицы дан номер звезды, во втором и третьем - координаты

звезды, в столбцах 4-9 - звездные величины и цвета звезд.

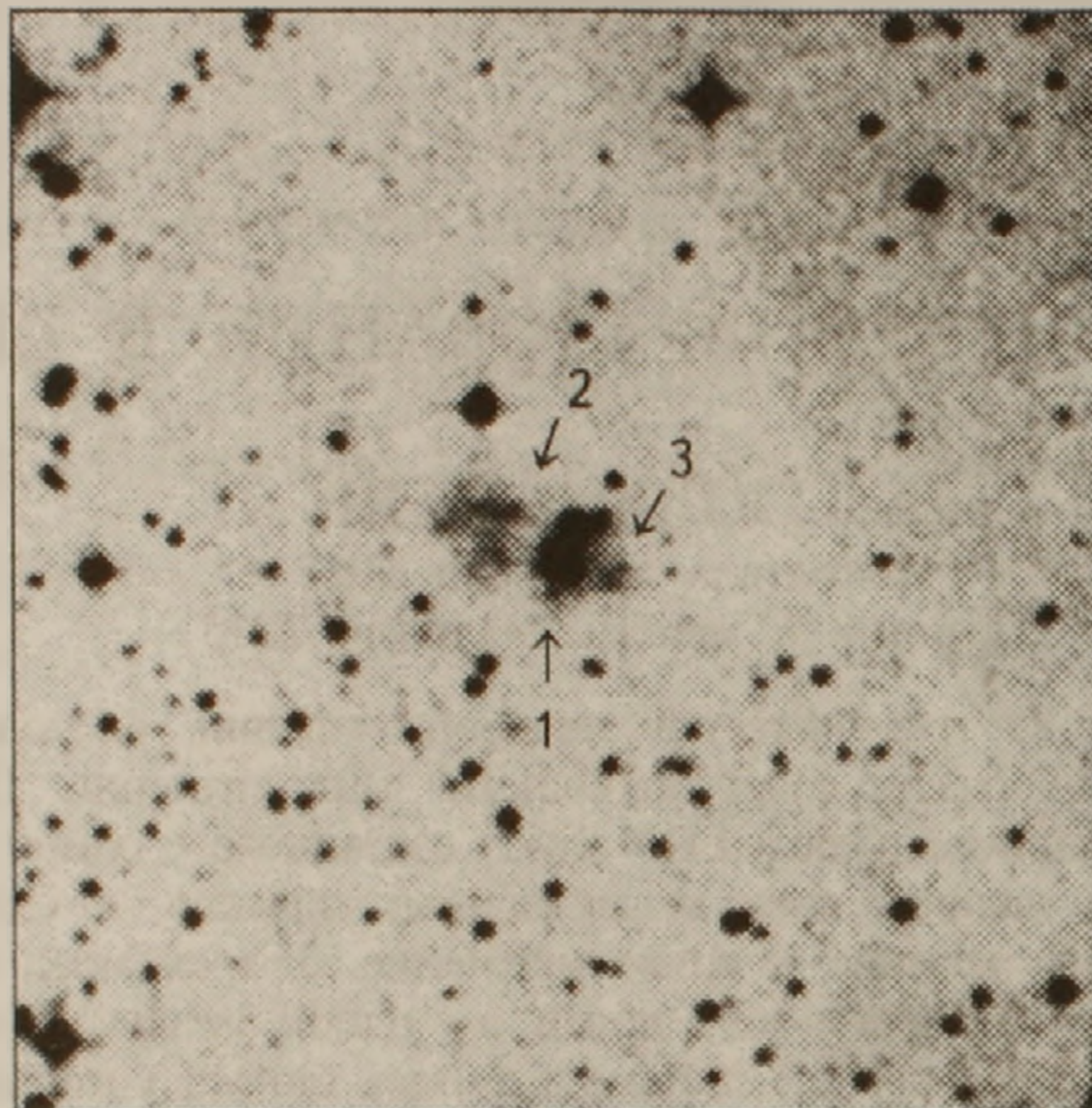


Рис.1. DSS2 R изображение области, содержащей область звездообразования 1. 1- область звездообразования 1; 2 - звезда с туманностью в виде конуса; 3 - туманность в виде кольца. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'.

Таблица 1

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ, СВЯЗАННЫХ С ОБЛАСТЬЮ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ 1

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	B	$B - V$	$B - R$	J	$J - H$	$H - K$
1	07 ^h 24 ^m 12 ^s .14	-25°49'56".5	17.53	-	1.64	14.143	1.389	0.679
2	07 24 12.62	-25 50 06.8	16.76	1.07	1.77	12.392	0.875	0.719
3	07 24 12.76	-25 49 57.9	13.01	-	2.29	14.493	-0.136	1.344
4	07 24 13.13	-25 50 03.1	-	-	-	15.870	0.941	0.858
5	07 24 13.18	-25 50 10.42	15.93	1.25	0.27	12.254	1.160	1.009
6	07 24 14.53	-25 49 54.8	18.46	-	1.78	-	-	-

Как можно увидеть из рис.1, звезда 1 связана с туманностью в виде кольца. Из табл.1 следует, что величины $B - R$ для звезд 1, 2 и 6 очень близки.

2. Эта область звездообразования расположена в том же облаке, что и предыдущая. Область содержит шесть звезд, составляющих систему типа трапеции (эта трапеция имеет вид цепочки, см. рис.2). Из этих шести звезд одна связана с туманностью в виде кольца CLN 108 [4] (звезда 3 из табл.2). В таблице представлены данные о звездах трапеции (первые шесть звезд), находящихся поблизости к звезде с туманностью в виде кольца (звезда 7, см. рис.2). В таблице в первом столбце приводится номер звезды, во втором и третьем - координаты звезд, в столбцах 4-9 - цвета звезд.

Таблица 2

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ, СВЯЗАННЫХ С ОБЛАСТЬЮ
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ 2

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	B	$B - V$	$B - R$	J	$J - H$	$H - K$
1	07 ^h 24 ^m 15 ^s .19	-25°55'07".7	-	-	-	15.28	1.078	0.584
2	07 24 15.52	-25 55 03.6	16.02	-	-1.6	12.519	1.185	0.487
3	07 24 16.09	-25 54 48.9	14.87	0.52	4.65	11.732	0.414	0.287
4	07 24 16.29	-25 54 53.8	-	-	-	14.674	1.015	0.341
5	07 24 15.56	-25 54 40.2	15.61	0.13	2.16	13.625	0.566	0.153
6	07 24 17.21	-25 54 41.0	-	-	-	15.750	0.726	0.352
7	07 24 06.54	-25 54 21.7	13.81	0.42	0.73	12.132	0.396	0.075

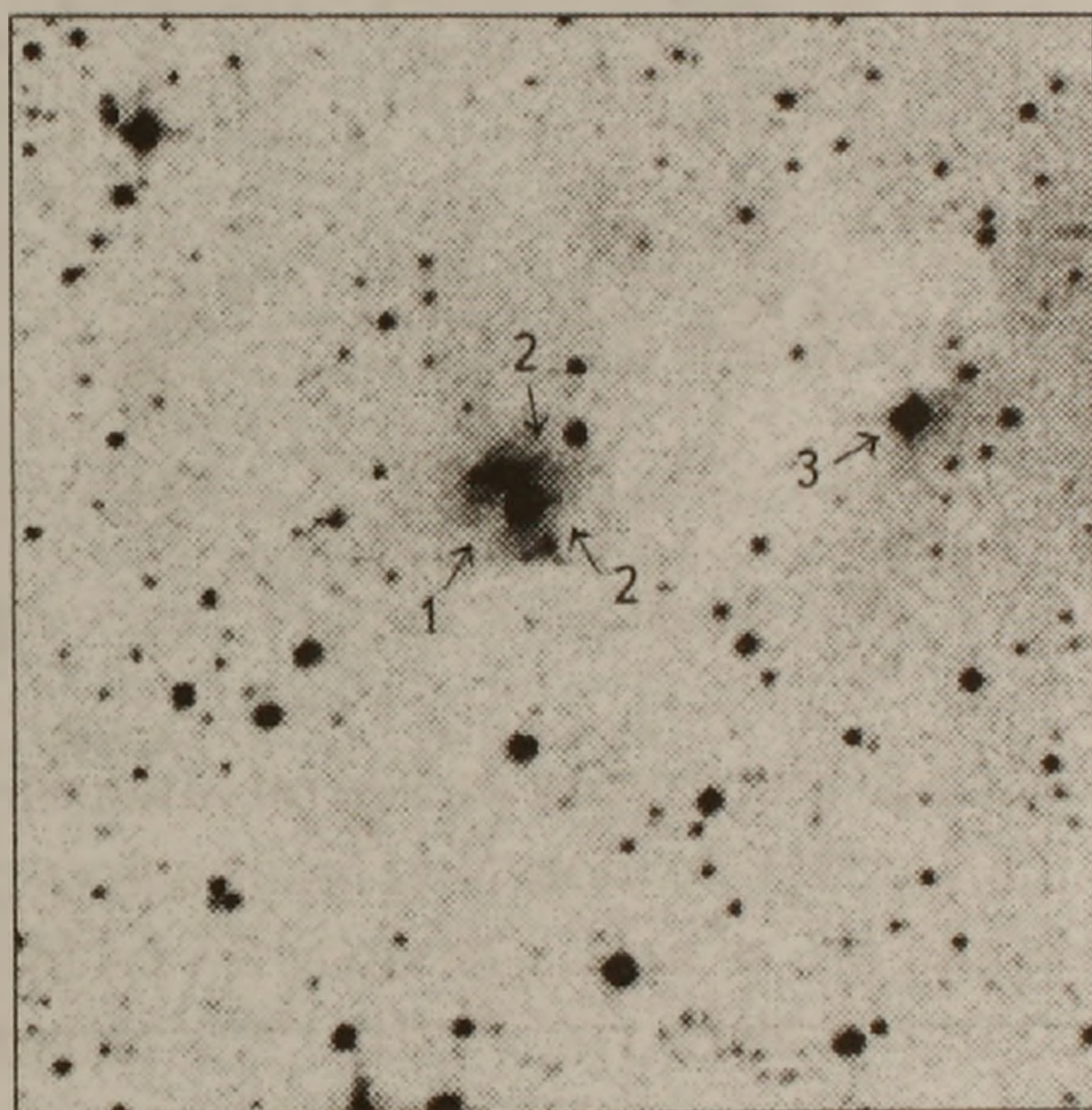


Рис.2. DSS2 R изображение области, содержащей область звездообразования 2. 1- область звездообразования 2; 2 - туманность в виде кольца; 3 - звезда с туманностью в виде кольца (звезда 7 из табл.2). Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'.

3. Эта область звездообразования находится в том же облаке, что и области 1 и 2. Область содержит пять звезд, составляющих систему типа трапеции (эта система расположена в виде цепочки, см. рис.3). В таблице представлены данные о звездах трапеции. В первом столбце табл.3 - номер звезды, во втором и третьем - координаты звезды, в столбцах 4-9 - цвета звезд.

Как видно из таблицы, у звезды 3 довольно большое значение $B - R$, еще большее значение $B - R$ у звезды 3 из табл.2. Вера [5] анализирует данные о цветах $B - V$, $B - R$, $J - H$, $H - K$ для звезд разных спектральных классов. Подобные большие значения $B - R$ встречаются у некоторых звезд класса K. Для этих некоторых звезд класса K подходят и данные о цветах

Таблица 3

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ, СВЯЗАННЫХ С ОБЛАСТЬЮ
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ 3

N	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	B	$B - V$	$B - R$	J	$J - H$	$H - K$
1	07 ^h 23 ^m 57 ^s .65	-25°53'51".4	11.01	0.882	1.42	8.336	0.516	0.127
2	07 23 57.87	-25 53 36.3	15.13	0.30	3.71	12.153	0.413	0.301
3	07 23 58.53	-25 53 26.64	-	-	-	14.663	1.296	1.422
4	07 23 59.71	-25 53 16.78	-	-	-	11.616	-0.017	-0.005
5	07 24 00.07	-25 53 21.39	10.018	-0.074	0.00	10.113	-0.069	-0.01

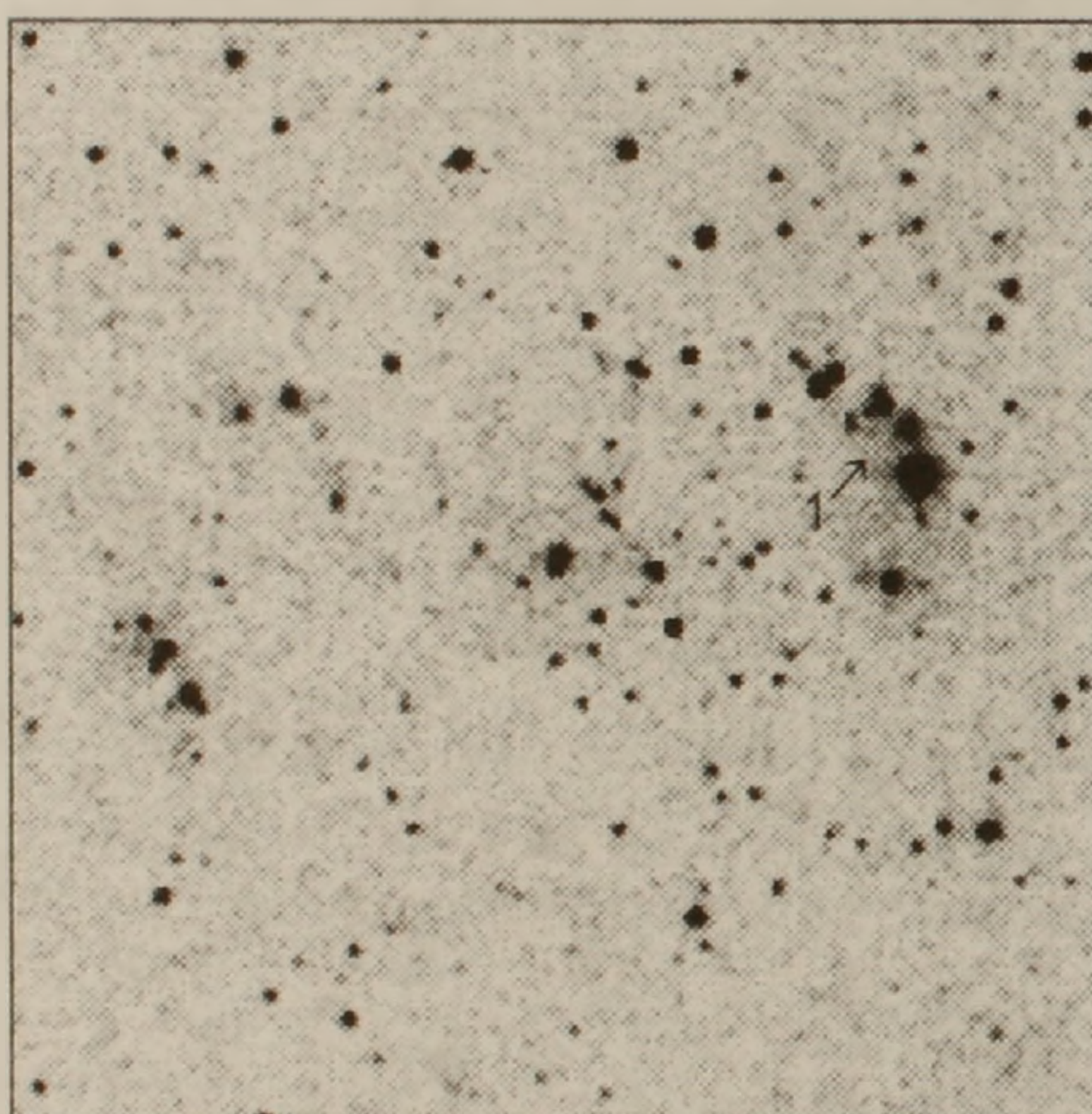


Рис.3. 2MASS K изображение области, содержащей область звездообразования 3. 1 - область звездообразования 3. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 6' x 6'.

$B - V$, $J - H$, $H - K$ вышеупомянутых двух звезд.

3. *Радиальная система темных глобул.* С темным облаком связана радиальная система темных глобул I вида (см. рис.4). Глобулы этой системы имеют яркие римы (ободки), состоящие из ионизованного водорода. Глобулы образованы звездой HD 57061, спектральный класс которой O9Ib. Оценим расстояние до этой звезды. Из [6] для звезды O9Ib имеем $M_V = -6^m.1$ и $(B - V)_0 = -0^m.25$. Из Vizier для звезды HD 57061 имеем: $V = 4^m.396$, $B - V = -0^m.159$. Отсюда будем иметь $E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0 = 0^m.091$ и $A_V = 3.3E_{B-V} = 0^m.3$. Для модуля расстояния получим $10^m.2$, откуда для расстояния будем иметь 1.1 кпк. Значит на таком же расстоянии находятся молекулярное облако и рассмотренные области звездообразования. Как предложено в [7], со временем радиальная система I вида превращается в радиальную систему II вида, в которой центральная звезда уже более

позднего типа и уже не может ионизовать область HII и римы. Можно оценить, каково время высвечивания области HII и римов (то есть время рекомбинации). Для этой цели употребим формулу Соболева [8] для времени



Рис.4. DSS2 R изображение радиальной системы темных глобул. 1 - область звездообразования 1; 2 - область звездообразования 2; 3 - глобулы радиальной системы. Север наверху, восток слева. Размеры изображения 20' x 20'.

высвечивания ионизованного облака после отключения источников ионизации $t^* = 1/(n_e \cdot \sum C_i)$ (суммирование по i здесь от 2 до ∞ , $n_e n^+ C_i$ - число захватов электронов ионами на i -й уровень в 1 см^3 за 1 с, при температурах порядка 10000 K для водорода $\sum C_i \sim 10^{-13}$ [8]). Для $n_e \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ [9] будем иметь $t^* \sim 3200$ лет, то есть высвечивание произойдет очень быстро. За высвечиванием следует распад радиальной системы, вызванный дифференциальным вращением Галактики [7].

4. $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения области звездообразования 1. $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения южных объектов, проведенные в Чили, были довольно продуктивными: обнаружение молекулярных истечений, вращения молекулярных облаков (см., напр., [10,11]). $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения части молекулярного облака LDN 1667, связанной с областью звездообразования 1, были проведены 30 августа 2003г. на 15-м (Швеция - ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе в Сьерро Ла Силья, Чили. Диаграмма направленности антенны на 115 ГГц $\sim 45''$, эффективность пучка 0.70. Положения в направлении источника были пронаблюдены с интервалом в $40''$ в режиме частотной модуляции с разбросом частот в 10 МГц. Телескоп во время наблюдений был снабжен SIS детектором и акусто-оптическим спектрометром с высоким разрешением (с 1000 каналами и с разрешением скорости в 0.112 км/с). Эти наблюдения проведены с ныне покойным проф.

Хорхе Майем (Национальная обсерватория Чили, Сантьяго, Чили).

На рис.5 приводятся спектры $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдений части облака вокруг области звездообразования 1. На основании рис.5 можно найти распределение скоростей в исследованной области. Ниже приводится табл.4, в которой ячейки соответствуют ячейкам на рис.5. В ячейках табл.4 помещены радиальные скорости в км/с. Поскольку имеется также красное и синее истечение, то наличие красного истечения отмечено знаком +, а синего знаком -.

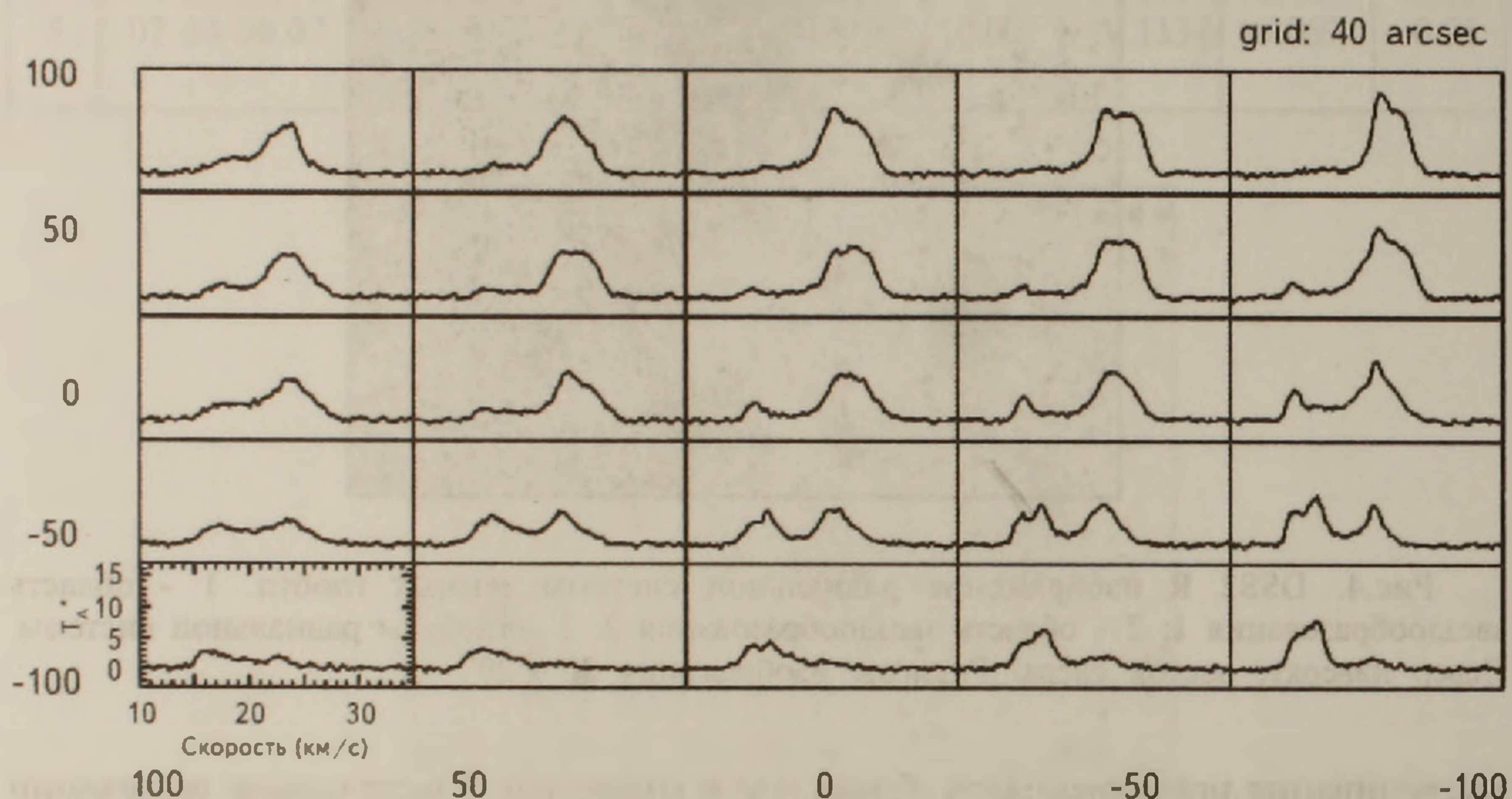


Рис.5. $^{12}\text{CO}(1-0)$ спектры части облака вокруг области звездообразования 1.

Как видно из табл.4, имеются три облака в данной области. Это основное облако со скоростью около 23.70 км/с, второе облако со скоростью 17.78 км/с и третье облако со скоростью 16.11 км/с. Красное и синее

Таблица 4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ $^{12}\text{CO}(1-0)$ В ЧАСТИ
МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА ВОКРУГ ОБЛАСТИ
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ 1

---	-	+	-	+	-	+	---	+	---					
15.9	17.8	24.07	15.9	17.4	23.7	---	---	23.7	---	---	23.9	---	---	23.9
---	-	+	---	+	---	+	---	+	---					
15.9	17.8	23.7	16.3	17.8	23.9	16.1	-	23.9	16.1	---	23.9	15.9	18.0	23.7
---	-	+	---	+	---	+	---	+	---					
15.9	18.2	23.5	15.9	17.8	24.1	16.3	---	24.3	16.1	---	23.9	15.9	18.0	23.5
---	---	---	---	+	---	+	-	+	-					
15.9	17.6	23.5	16.3	17.4	23.7	16.1	17.6	23.3	16.1	17.8	23.7	15.9	18.0	23.3
---	---	---	---	---	---	+	---	+	-					
15.9	17.8	23.0	16.3	17.4	23.7	16.1	17.8	23.3	16.1	18.0	23.7	15.9	18.0	23.2

истечение относятся к основному облаку. Красное истечение имеет скорости в интервале $(24.63-28.33)$ км/с, или по отношению к основному облаку $(+0.93-+4.63)$ км/с. Синее истечение имеет скорости в интервале $(20.18-23.15)$ км/с или по отношению к основному облаку $(-3.52--0.55)$ км/с. Чтобы лучше представить распределение облаков в данной области, в табл.5 приводятся антенные температуры излучения этих облаков. Ячейки в таблице соответствуют ячейкам на рис.5. Антенные температуры приведены в единицах 0.33 К. В каждой ячейке в верхней строке слева дается антенная температура синего истечения, справа - красного истечения; во второй строке слева дается антенная температура для третьего облака, посередине - для второго облака, и справа - для основного облака.

Как видно из табл.5, красное истечение занимает северо-западную часть

Таблица 5

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ ЧАСТИ
ОБЛАКА LDN 1667, СВЯЗАННОЙ С ОБЛАСТЬЮ
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ 1

5	---	---	2	---	3	---	8	---	11	---	9
8	---	22	6	---	27	3	---	29	3	---	37
4	---	---	---	---	8	---	13	---	9	5	8
8	---	20	4	---	21	5	---	21	7	---	32
2	---	---	---	---	4	---	6	---	4	2	2
10	---	22	6	---	23	9	---	21	12	---	29
---	---	---	---	---	---	---	5	2	2	2	2
9	---	12	14	---	15	12	9	15	10	11	19
---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---
9	---	6	10	6	5	10	6	3	6	10	7

исследованной области, а синее истечение - северо-восточную и западную части. Эти истечения образованы одной или двумя звездами из области звездообразования. Возможно, что это упомянутые выше звезды с туманностями.

5. Заключение. Рассмотрены три области звездообразования, расположенные в одном молекулярном облаке (LDN 1667). Эти области звездообразования состоят из звезд, образующих системы типа трапеции (две из этих систем в виде цепочки). $^{12}\text{CO}(1-0)$ наблюдения части облака, связанного с одним из этих областей звездообразования, выявили наличие трех молекулярных облаков в данной области - основного со средней скоростью 23.70 км/с и двух других со скоростями 17.78 км/с и 16.11 км/с. Все три области звездообразования связаны с основным облаком. Обнаружено красное истечение со скоростями $(0.93-4.63)$ км/с по отношению к скорости основного облака и синее истечение со скоростями $(-3.52--0.55)$ км/с по отношению

к скорости основного облака. Среди звезд из областей звездообразования три звезды связаны с туманностями в виде колец и одна звезда связана с туманностью в виде конуса. С основным молекулярным облаком связана радиальная система темных глобул. Эта радиальная система образована звездой HD 57061.

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

STAR FORMING REGIONS IN LDN 1667

A.L.GYULBUDAGHIAN

A group of three star forming regions situated in one dark cloud LDN 1667 is considered. All three regions have Trapezium type systems consisting of stars. $^{12}\text{CO}(1-0)$ observations of a part of molecular cloud LDN 1667 connected with one of star forming regions is provided. Existence of three molecular clouds was discovered, with one of them (with main cloud) red shifted and blue shifted outflows are connected. Three stars of star forming regions have ring-like nebulae, and one star has a cone-like nebula. Dark cloud LDN 1667 is connected with a radial system of dark globules, which is formed by the star HD 57061.

Key words: *molecular clouds: molecular outflows: star forming regions*

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Д.Эванс, в "Протозвезды и планеты", М., Мир, 1982, с.171.
2. В.А.Амбарцумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
3. N.Zacharias, D.G.Monet et al., The Naval Observatory Merged Astrometric Dataset, 2005.
4. A.L.Gyulbudaghian, Astrophysics, 41, 382, 1998.
5. Р.Вера, Частное сообщение, 2015.
6. К.У.Ален, Астрофизические величины. М., Мир, 1977.
7. A.L.Gyulbudaghian, Astrophysics, 36, 313, 1993.
8. В.В.Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956, с.346.
9. I.V.Gosachinskij, V.K.Chersonskij, Astrophys. Space Sci., 107, 289, 1984.
10. A.L.Gyulbudaghian, J.May, Astrophysics, 47, 352, 2004.
11. A.L.Gyulbudaghian, J.May, Astrophysics, 48, 79, 2005.

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ. IV. ДЕФЕКТ МАССЫ И УСТОЙЧИВОСТЬ

Г.С.АДЖЯН, А.Г.АЛАВЕРДЯН

Поступила 10 апреля 2015

Принята к печати 24 июня 2015

Исследованы зависимости массы и дефекта массы от барионной массы изотермических (звезды с одинаковыми центральными температурами) и изоэнтропических (звезды с одинаковыми энтропиями, приходящимися на единицу барионного заряда) серий горячих странных звезд. По этим зависимостям определяется устойчивость этих звезд. Показано, что изоэнтропические серии горячих странных звезд одновременно являются и изотермическими сериями этих звезд по поверхностным температурам. Показано также, что близость точек максимальной массы и потери устойчивости на изотермической серии обусловлена очень слабой зависимостью численного значения максимальной массы странных звезд от значения центральной температуры.

Ключевые слова: *горячие кварковые звезды; горячие странные звезды; дефект массы; устойчивость звезды*

1. *Введение.* Уравнение состояния горячего странного кваркового вещества (HSQM), равновесные состояния и устойчивость горячих странных звезд (HSS) нами определены в [1-3]. Исследования проведены в рамках модели мешка MIT. Параметр мешка B считался независимым от концентрации кварков, а значение константы кварк-глюонного взаимодействия α_c принималось равным нулю. В этих работах, в частности, показано, что при $T < 100 \text{ МэВ}$:

1. давление HSQM P при постоянной плотности энергии ϵ слабо зависит от температуры T ;

2. распределение температуры в изотермических HSS, вытекающее из общей теории относительности, с большой точностью совпадает с изоэнтропическим распределением температуры. Поэтому устойчивость HSS можно определить по статическому критерию устойчивости;

3. в отличие от функции $N = N(\rho_c, T_c)$ функция $M = M(\rho_c, T_c)$ (N - барионный заряд HSS, $\rho_c = \epsilon_c / c^2$, ϵ_c - плотность энергии в центре звезды, M - масса звезды) слабо зависит от значения температуры T_c в центре звезды;

4. на кривых зависимости массы от центральной плотности при постоянной центральной температуре T_c $M = M(\rho_c, T_c = \text{const})$ неустойчивость конфигураций наступает после максимума этой кривой. Эти две

точки настолько близки, что максимум этой кривой можно считать точкой потери устойчивости данной серии HSS.

В настоящей работе определен дефект массы HSS. Рассматривается взаимосвязь дефекта массы и устойчивости горячих страных звезд изоэнтропических серий.

Для определенности напомним, что как в [2,3], так и здесь изотермическими сериями HSS считаем серии изоэнтропических звезд с различными центральными плотностями и одинаковыми центральными температурами. Когда в серии HSS энтропия постоянна, приходящаяся на единицу барионного заряда, то серию называем изоэнтропической.

2. *Масса и барионная масса HSS.* Гравитационное поле HSS в достаточно удаленных областях от звезды является ньютоновским полем массы M . В общепринятых обозначениях метрических коэффициентов метрики Шварцшильда для массы M , полного барионного заряда N и барионной массы M_0 имеем:

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr, \quad N = 4\pi \int_0^R n e^{\lambda/2} r^2 dr, \quad M_0 = m_0 N, \quad (1)$$

где R - координатный радиус звезды, а n - плотность барионного заряда.

Дефектом массы называется величина

$$\Delta M = M_0 - M. \quad (2)$$

Чтобы все вещество HSS превратить в диффузную материю потребуется минимум $c^2 \Delta M$ энергии.

Положительность дефекта массы ($\Delta M \geq 0$) является необходимым условием устойчивости звезды. Для определения устойчивости сверхплотных конфигураций весьма продуктивными являются кривые зависимости гравитационной массы звезды M от M_0 (или от N). Эта зависимость для статических холодных нейтронных звезд в модели идеального барионного газа впервые определена Амбарцумяном и Саакяном [6], а с учетом взаимодействия между барионами - Саакяном и Вартаняном [7]. Ситуация с холодными статическими конфигурациями проста. При данном уравнении состояния масса и полный барионный заряд однозначным образом определяются значением плотности в центре звезды. Эта однозначность нарушается, когда звезда вращается, или если она горячая, или имеет сильное магнитное поле. В случае отсутствия сильных магнитных полей интегральные параметры горячих статических страных звезд однозначно определяются значениями центральной плотности ρ_c и T_c . Можно построить серию HSS, в которых центральная температура в зависимости от центральной плотности меняется наперед заданным законом $T_c = T_c(\rho_c)$. В случае $T_c = \text{const}$ имеем изотермические серии. Если же зависимость $T_c = T_c(\rho_c)$ выбрать так, чтобы центральные значения энтропии на один

барионный заряд S_{bc} во всех HSS были бы одинаковыми, то получим серии изоэнтропических HSS (изоэнтропические серии). Насколько эти серии будут полезны для выявления тех или иных свойств HSS, зависит от конкретной постановки решаемой задачи. В работе [3] отмечено, что для определения устойчивости HSS по статическому критерию пригодны изоэнтропические серии. Ниже убедимся, что именно такие серии HSS пригодны для исследования их устойчивости по анализу зависимости массы M (или дефекта массы ΔM) звезды от ее барионной массы M_0 (или от ее барионного заряда N).

Рассмотрим кривые зависимости массы M от барионной массы M_0 . Эти кривые для двух изоэнтропических (кривые q_2 и q_3), холодной (кривая q_1) и изотермической (пунктирная кривая q_4) серий приведены на рис. 1. На этом рисунке точки пунктирной кривой ab соответствуют максимумам

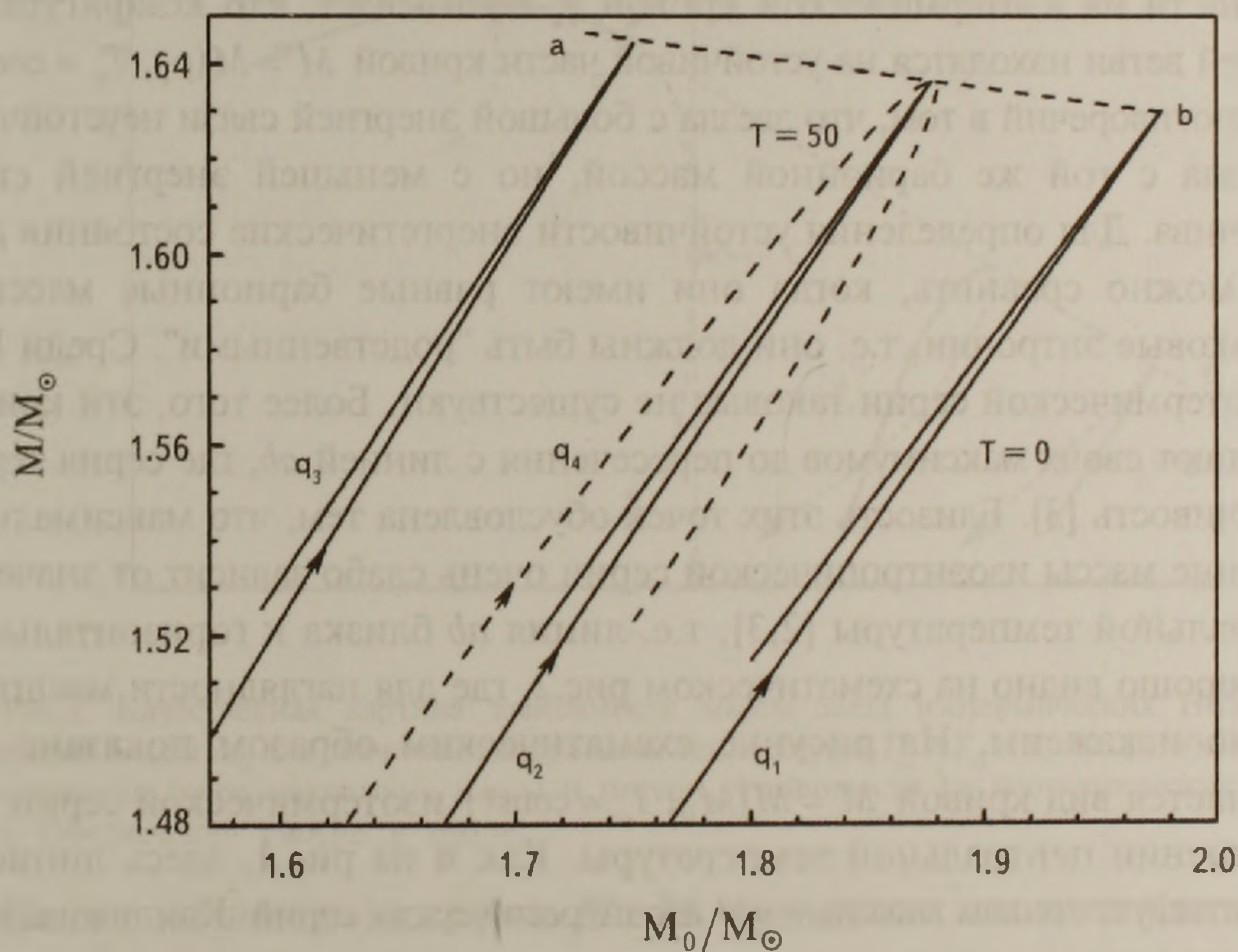


Рис. 1. Зависимость массы странных звезд M от барионной массы M_0 для различных серий звезд. Кривые q_1 - холодная серия ($T=0$), q_4 - изотермическая серия с центральной температурой звезд $T_c = 50$ МэВ, q_2 и q_3 - изоэнтропические серии со значениями энтропии на один барионный заряд $S_b/k = \{3.2; 5.15\}$. Пунктирная линия ab показывает точки потери устойчивости звезд.

изоэнтропических серий, т.е. точкам потери устойчивости каждой серии [3]. На кривых стрелками показаны направления возрастания центральной плотности. Кривые изоэнтропических серий (q_2 , q_3) и холодной серии (q_1) имеют одинаковый вид.

На рис. 1 кривые вышеуказанных серий на максимумах имеют излом. Подробное обсуждение и обоснование этого факта можно найти в [5]. На

одной из изоэнтропических серий выберем две конфигурации с одинаковыми барионными массами M_0 (барионными зарядами M). Эти конфигурации не только изоэнтропичны, но и имеют одинаковые энтропии. Поэтому, одну конфигурацию можно получить от другой адиабатическим сжатием или расширением. В этом смысле их можно назвать "родственными" конфигурациями. Естественно, что из двух таких HSS устойчива та, у которой энергия связи больше. Этого нельзя сказать о HSS с одинаковыми барионными массами из изотермических серий. Эти звезды тоже изоэнтропичны [3], но имеют разные энтропии, что запрещает адиабатические переходы между ними. Следовательно, сравнением энергии связи этих звезд нельзя сделать вывод об их устойчивости. На верхней ветви изотермической кривой q_4 на рис.1 HSS имеет меньшую энергию связи, чем звезда с той же барионной массой из нижней ветви. Направление возрастания плотности на изотермической кривой q_4 показывает, что конфигурации верхней ветви находятся на устойчивой части кривой $M = M(\rho_c, T_c = \text{const})$. Нет противоречий в том, что звезда с большой энергией связи неустойчива, а звезда с той же барионной массой, но с меньшей энергией связи устойчива. Для определения устойчивости энергетические состояния двух HSS можно сравнить, когда они имеют равные барионные массы и одинаковые энтропии, т.е. они должны быть "родственными". Среди HSS из изотермической серии таковые не существуют. Более того, эти кривые достигают своих максимумов до пересечения с линией ab , где серия теряет устойчивость [3]. Близость этих точек обусловлена тем, что максимальное значение массы изоэнтропической серии очень слабо зависит от значения центральной температуры [2,3], т.е. линия ab близка к горизонтальной. Это хорошо видно на схематическом рис.2, где для наглядности масштабы сильно искажены. На рисунке схематическим образом показано как изменяется вид кривой $M = M(M_0, T_c = \text{const})$ изотермической серии при повышении центральной температуры. Как и на рис.1, здесь линия ab соответствует точкам максимумов изоэнтропических серий. Как показывают численные расчеты с повышением температуры у изотермической кривой $M = M(M_0, T_c = \text{const})$ образуется петля, которая увеличивается с повышением температуры серии. На кривых стрелками показаны направления возрастания центральной плотности конфигураций. Кривые $M = M(\rho_c)$ сверхплотных конфигураций после первого максимума имеют бесконечное число осцилляций [8]. Если ограничиться решениями уравнения механического равновесия до первого минимума после максимума этой кривой, то на рис.2 каждой точке ниже линии ab соответствуют одно или два равновесных состояния. С возрастанием центральной плотности конфигураций изотермическая кривая fde проходит через устойчивые HSS (участок fd) и достигает своего максимума в точке A , а потом после совпадения

с линией ab в точке B переходит на неустойчивые конфигурации (участок de). Максимальное значение барионной массы достигается в точке C . Так как линия ab имеет маленькую крутизну (на рис.2 для наглядности это показано с нарушением действительности), то точки максимума A и потери устойчивости B очень близки и находятся сравнительно далеко от точки максимальной барионной массы C [3]. Изотермические кривые на плоскости (M, M_0) в общих точках с линией ab имеют излом, который постепенно сглаживается с повышением температуры серии.

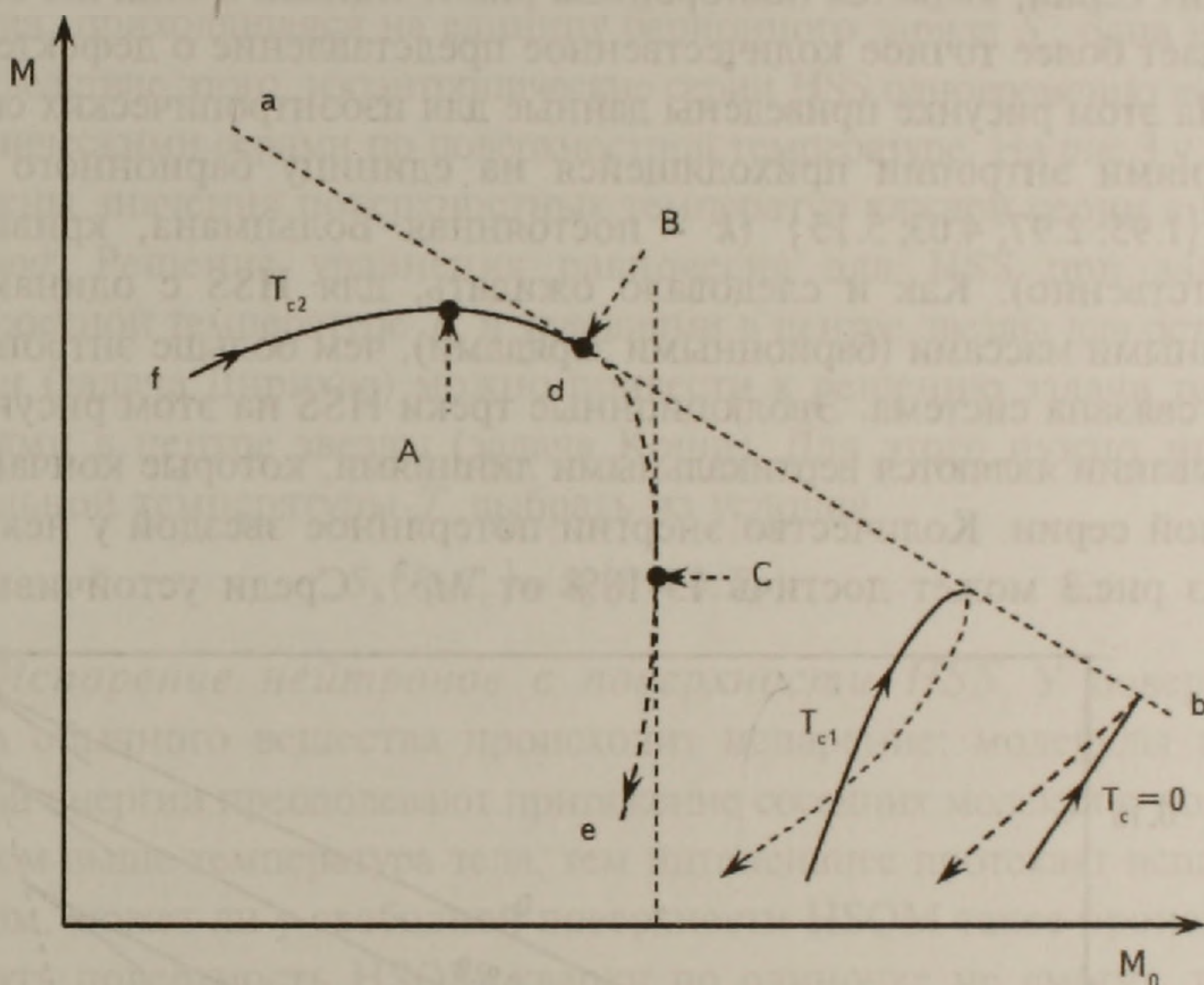


Рис.2. Качественная картина зависимости массы звезд изотермических HSS M от барионной массы M_0 для значений центральной температуры $T_{c2} > T_{c1} > T_c = 0$. (К объяснению расположения точек максимума массы и потери устойчивости на изотермических сериях HSS). Обозначения смотри в тексте.

Появление петель на кривых $M = M(M_0)$ в случае, когда конфигурации характеризуются помимо значения центральной плотности также и значением другого параметра не новость. Для однородно вращающихся сверхплотных конфигураций этим параметром является или угловая скорость вращения Ω , или величина момента вращения L : кривые $M = M(M_0, \Omega)$ однородно вращающихся белых карликов (WD) и нейтронных звезд (NS) у максимумов имеют аналогичные с HSS петли. Если в серии WD или NS звезды имеют одинаковые вращения, то такие петли у кривых $M = M(M_0, L)$ отсутствуют. В случае однородно вращающихся звезд "родственными" являются звезды с одинаковыми барионными массами и одинаковыми моментами вращения. Когда вращение еще и неоднородно, то к этим условиям следует добавить и условие одинаковости распределения

момента вращения в звездах [9].

Исследования зависимости дефекта массы от барионной массы и вышеупомянутых параметров для WD и NS проведены в [10-12].

3. *Дефект массы HSS.* Строго говоря, зависимость массы от барионной массы (рис.1) содержит информацию о численном значении дефекта массы ΔM . В этом смысле рис.3, где показаны зависимости относительного дефекта массы $\Delta M/M$ горячих страннх звезд изоэнтропических серий, является повторением рис.1. Однако в отличие от рис.1, рис.3 дает более точное количественное представление о дефекте массы HSS. На этом рисунке приведены данные для изоэнтропических серий со значениями энтропии приходящейся на единицу барионного заряда $S_b/k = \{1.95; 2.97; 4.03; 5.15\}$ (k - постоянная Больцмана, кривые 2-5, соответственно). Как и следовало ожидать, для HSS с одинаковыми барионными массами (барионными зарядами), чем больше энтропия, тем слабее связана система. Эволюционные треки HSS на этом рисунке при ее остывании являются вертикальными линиями, которые кончаются на холодной серии. Количество энергии потерянное звездой у некоторых HSS из рис.3 может достичь 15-18% от Mc^2 . Среди устойчивых HSS

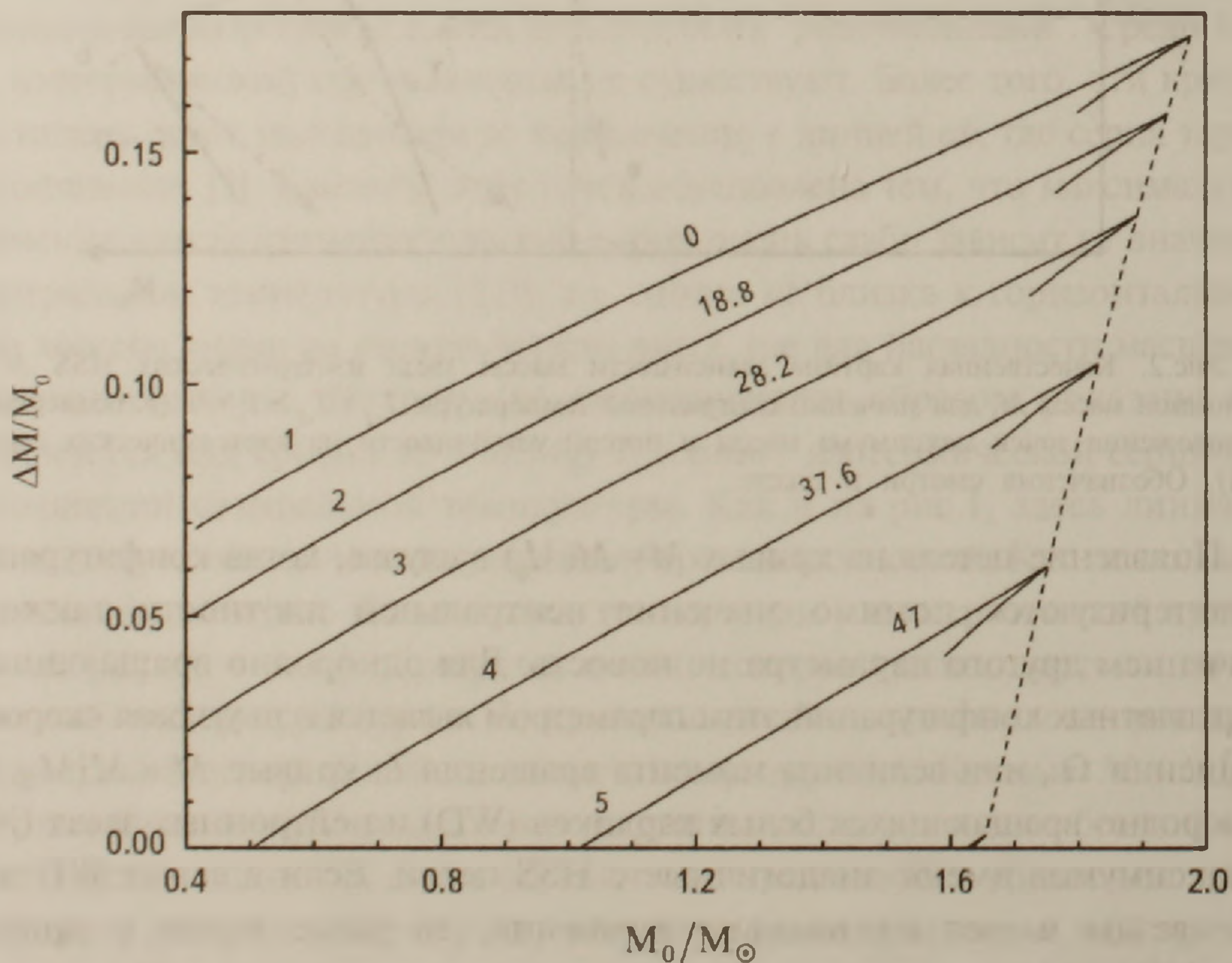


Рис.3. Зависимость относительного дефекта массы $\Delta M/M$ изоэнтропических серий HSS от барионной массы M_0 (кривые 1-5) со значениями энтропии на один барионный заряд $S_b/k = \{0; 1.95; 2.97; 4.03; 5.15\}$, соответственно. У кривых приведены соответствующие значения поверхностных температур T_R этих серий в МэВ-х. Пунктирная линия проходит через максимумы масс этих серий.

существуют такие, которые имеют отрицательный дефект массы (такие HSS на рис.3 отсутствуют). Такое состояние звезды обусловлено только тепловой энергией, и может возникнуть после взрыва сверхновой. Какой будет ее судьба, разрушится ли звезда или нейтринные потери энергии успеют охладить ее, это отдельная задача.

Отметим одну особенность изоэнтропических серий HSS. Все звезды из данной изоэнтропической серии имеют одинаковые поверхностные температуры T_R , так как у всех звезд на поверхности давление $P_R = 0$ и энтропия, приходящаяся на единицу барионного заряда S_b , одна и та же. И как следствие этого, изоэнтропические серии HSS одновременно являются изотермическими сериями по поверхностной температуре. На рис.3 у кривых приведены значения поверхностных температур каждой серии в МэВ-х.

Вывод: Решение уравнения равновесия для HSS при заданной поверхностной температуре T_R и условиями в центре звезды для остальных величин (задача Дирихле) можно привести к решению задачи только с условиями в центре звезды (задача Коши). Для этого нужно значение центральной температуры T_c выбрать из условия

$$S_b(P_c, T_c) = S_b(P = 0, T_R).$$

4. *Испарение нейтронов с поверхности HSS.* У поверхности тела из обычного вещества происходит испарение: молекулы за счет тепловой энергии преодолевают притяжение соседних молекул и покидают тело. Чем выше температура тела, тем интенсивнее протекает испарение. Выясним, может ли у свободной поверхности HSQM такое происходить. Покинуть поверхность HSQM кварки по одиночке не смогут, так как конфайнмент не позволяет. В SQM кварки как свободные частицы в общей тюрьме. Покинуть HSQM кварки парами в виде π -мезонов тоже не смогут, так как на "создание" антикварка тепловой энергии не хватит (в состав π -мезона входит и антикварк). Остается вариант трех кварков: один u и две d кварки вместе покидают кварковую материю как нейтрон. Понятно, что в HSQM "готовые" нейтроны отсутствуют. Часть времени кварки по тройкам могут проводить в отдельных "камерах" этой общей тюрьмы, в виде барионов. Именно такие образования могут покинуть HSQM в виде нейтронов. Эта ситуация частично аналогична α -распаду атомных ядер. Теория α -распада Гамова [13] основана на том, что в атомных ядрах отдельные образования в виде α -частиц, существуют. Эта теория не только объясняет это явление, но и дает хорошо совпадающие с опытом количественные результаты. Предположим, что в HSQM такие "нейтроны" существуют. Химический потенциал такого конгломерата μ_n определяется потенциалами u и d кварков

$$\mu_n = \mu_u + 2\mu_d \equiv \mu_u + \mu_d + \mu_s.$$

Нейтрон вылетит из HSQM, если $\mu_n - m_n c^2 \geq 0$. При $T=0$ и $P=0$ эта разность в самосвязанном SQM отрицательна. Численные расчеты показывают, что при постоянном давлении, чем выше температура, тем меньше μ_n . Поэтому, чем выше температура HSQM, тем труднее испарение нейтронов. Этот странный результат легко объяснить. С повышением температуры HSQM при постоянной плотности барионного заряда кварков давление поднимается. Следовательно, чтобы сохранилось нулевое значение давления на поверхности, плотность кварков должна уменьшаться. Это приводит к уменьшению химических потенциалов кварков.

Вывод. У поверхности HSQM прямое испарение нейтронов не происходит.

С повышением температуры энергия связи ε_b , приходящаяся на единицу барионного заряда самосвязанного HSQM, увеличивается и может стать положительной. Произойдет ли это при разумных значениях температуры, зависит от конкретной модели кваркового вещества.

5. *Критические замечания.* Приходящаяся на единицу барионного заряда энергия связи ε_b определяется разницей двух больших величин одинакового порядка. Одна из них - энергия HSQM на единицу барионного заряда ε_n , а другая - энергия покоя нейтрона $m_n c^2$. Численное значение m_n известно с большой точностью. В нашем случае величина ε_n определяется параметрами теории мешка MIT. Неопределенности значений этих параметров настолько значительны, что это приводит к большому разбросу значений ε_n . Следовательно, точность определения энергии связи ε_b как разность двух величин одинакового порядка низка. Подробно останавливаться на этом вопросе здесь не будем. Отметим лишь, что холодное самосвязанное странное кварковое вещество не может находиться в состоянии термодинамического равновесия с другими фазами вещества. При высоких температурах, когда энергия связи ε_b будет положительной, такое равновесие станет возможным. Вопросы связанности и термодинамического равновесия HSQM с другими фазами вещества здесь не рассматриваются.

6. *Заключение.* Кривые зависимости массы (дефекта ΔM) от барионной массы M_0 , (рис.1 и рис.3) HSS для изоэнтропических серий имеют такой же вид, как и у холодной серии. Эти кривые для изотермических серий у максимума массы имеют петлеобразный вид (рис.1 и рис.2). С повышением температуры серий T_c петля увеличивается. Показано, что близость точек максимальной массы и потери устойчивости на изотермических сериях обусловлена очень слабой зависимостью численного значения максимальной массы от значения температуры T_c . Показано, что изоэнтропические серии одновременно являются и изотермическими сериями по поверхностным температурам звезд таких

серий.

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

Работа выполнена при финансовой поддержке государственного комитета по науке РА.

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

HOT STRANGE STARS. IV. MASS DEFECT AND STABILITY

G.S.HAJYAN, A.G.ALAVERDYAN

The dependences of the mass and the mass defect on the baryonic mass of the isothermal (the stars with the same core temperature) and the isentropic (the stars with the same entropies per one baryonic charge) series of the hot strange stars are investigated. The stability of these stars is determined by these dependences. It is shown that isentropic series of the hot strange stars are also isothermic series of these stars for the surface temperatures. It is also shown that the proximity of the points of the maximum mass and the loss of stability on the isothermal series is determined by very weak dependence of the numerical value of the maximum mass of strange stars on the value of the central temperature.

Key words: *hot quark stars: hot strange stars: mass defect: the stability of the star*

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян, *Астрофизика*, 57, 601, 2014, (*Astrophysics*, 57, 559, 2014).
2. Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян, *Астрофизика*, 58, 91, 2015, (*Astrophysics*, 58, 77, 2015).
3. Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян, *Астрофизика*, 58, 312, 2015, (*Astrophysics*, in press).

4. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorne, V.F.Wiesskopf, Phys. Rev., **D9**, 3471, 1974.
5. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Релятивистская астрофизика, М., Наука, 1967.
6. В.А.Амбарцумян, Г.С.Саакян, Астрофизика, **1**, 1, 1965, (Astrophysics, **1**, 1, 1965).
7. Г.С.Саакян, Н.Л.Вартанян, Астрон. ж., **41**, 193, 1964.
8. Н.А.Дмитриев, С.А.Холин, Вопросы космогонии, **9**, 254, 1963.
9. G.S.Bisnovatyi-Kogan, I.D.Blinnikov, Astron. Astrophys., **31**, 391, 1974.
10. Ю.Л.Вартанян, А.В.Овсепян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., **50**, 989, 1973.
11. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрофизика, **11**, 517, 1975, (Astrophysics, **11**, 345, 1975).
12. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрофизика, **13**, 313, 1977, (Astrophysics, **13**, 168, 1977).
13. G.Gamow, Zs. f. Phys., **51**, 204, 1928.

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ СТАЦИОНАРНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Р.М.АВАКЯН¹, Г.Г.АРУТЮНЯН¹, С.В.СУШКОВ²

Поступила 6 мая 2015

Принята к печати 24 июня 2015

Проблему изучения стационарных гравитационных полей и в настоящее время нельзя считать решенной, поскольку нет точного общего решения уравнений Эйнштейна, описывающего стационарное гравитационное поле. В настоящей работе рассматривается подход к этой задаче с использованием изотропных координат, позволивший, в частности, понять, в результате каких упрощений получается решение Керра.

Ключевые слова: *стационарное гравитационное поле; изотропные координаты*

1. *Введение.* Исследование стационарных гравитационных полей относится к разряду проблем, которые не теряют своей актуальности. Необходимой основой такого изучения является построение разнообразных семейств решений уравнений гравитационных теорий. Особенно важно иметь точные решения, поскольку они позволяют выяснить качественные особенности рассматриваемых задач. Как правило, наибольший интерес с точки зрения физических и особенно астрофизических приложений представляют задачи, связанные с исследованием гравитационных полей, наделенных определенной симметрией. Чаще всего это поля, соответствующие стационарному или статическому аксиально- или сферически-симметричному пространству-времени.

Отождествление пульсаров с вращающимися сверхплотными звездами давно установленный факт, поэтому актуальность задачи о гравитационном поле стационарно вращающейся звезды не вызывает сомнений. Однако на сегодняшний день эту задачу нельзя отнести к разряду точно решаемых. Пригодность приближенных методов можно оценить, имея точное решение проблемы, регулярное на оси симметрии, асимптотически плоское на больших расстояниях от источника и корректно сшитое с внутренним решением. Ограниченное число известных сегодня стационарных решений этими свойствами не обладает. Популярное внешнее решение Керра [1] не сшивается с каким-либо внутренним решением. Семейство решений Томиматсу-Сато [2] в отсутствии вращения сохраняет аксиальную симметрию, что не поддается разумной физической интерпретации.

В ОТО немного точных решений полевых уравнений, описывающих

стационарные аксисимметричные гравитационные источники. Известных астрофизических решений всего четыре, каждое из которых двухпараметрическое (масса, угловой момент). Первое из них - это решение Керра (1963г.), в основном связанное с интерпретацией физики черных дыр (Хоккинг, Эллис 1973г.). В 1972г. в вытянутых сфероидальных координатах, с использованием формализма комплексного потенциала Эрнста (1968, 1974гг.), получено решение Томиматсу-Сато (TS) для целых значений параметра $\delta = 1, 2, 3, 4$, связанного с квадрупольным моментом

$$Q = m^3 \left(q^2 + p^2 \frac{(\delta^2 - 1)}{3\delta^2} \right) \quad (p^2 = 1 - q^2, m - \text{масса конфигурации}).$$

Это решение было обобщено Костровым (1978г.) для любых значений δ и в результате получено трехпараметрическое решение. В 1990г. получено четырехпараметрическое вакуумное решение осесимметричной стационарной задачи ОТО с необычным выбором координат и предположением о потенциальности поля вектора угловой скорости конгруэнции мировых линий, образующих сопутствующую систему отсчета [3,4]. Это решение в частном случае переходит в модифицированный вариант известного решения НУТ, которое, в отличие от него, асимптотически плоское и регулярно на оси симметрии. Упомянутая методика дает в статическом случае все решения класса А для вырожденных статических гравитационных полей в вакууме, а также решения Шварцшильда. В 1967-1968гг. были опубликованы результаты приближенных исследований твердотельно вращающихся сверхплотных небесных тел, в которых вращение играло роль малого возмущения [5,6].

В настоящей работе сделана попытка исследовать решение проблемы в изотропных координатах. В первой части работы получена формула для интегральных параметров конфигурации, в частности, формула для массы конфигурации, во второй и далее изложен способ интегрирования системы полевых уравнений в рамках ОТО, и, в частности, приведено решение Керра.

2. Уравнения Эйнштейна. Метрика аксисимметричного гравитационного поля выбрана в виде

$$dS^2 = e^{2\nu} dt^2 - e^{2\lambda} (dr^2 + r^2 d\theta^2) - r^2 e^{2\mu} \sin^2 \theta (d\varphi + \omega dt)^2, \quad (1)$$

где компоненты метрического тензора удобно представить в виде

$$\begin{aligned} g_{00} &= e^{2\nu} - \omega^2 L, & g^{00} &= e^{-2\nu}, \\ g_{11} &= -e^{2\lambda}, & g^{11} &= -e^{-2\lambda}, \\ g_{22} &= -r^2 e^{2\lambda}, & g^{22} &= -1/r^2 e^{2\lambda}, \\ g_{33} &= -L, & g^{33} &= \omega^2 e^{-2\nu} - 1/L, \\ g_{03} &= -\omega L, & g^{03} &= -\omega e^{-2\nu}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $L \equiv f^2 e^{-2v}$, $f \equiv r \sin \theta e^{\mu+v}$, $\sqrt{-g} = r f e^{2\lambda}$ и в случае твердотельного вращения $u^3 = \Omega u^0$, $(u^0)^2 = [e^{2v} - L(\Omega + \omega)^2]^{-1}$.

Соответствующие уравнения Эйнштейна имеют вид

$$G_0^0 = \frac{rf}{2\sqrt{-g}} \left\{ 4v_1 \frac{f_1}{f} - 2 \left(\lambda_{11} + \frac{f_{11}}{f} \right) + \frac{2}{r} \left(v_1 - \lambda_1 - \frac{f_1}{f} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \left[4v_2 \frac{f_2}{f} - 2 \left(\lambda_{22} + \frac{f_{22}}{f} \right) \right] \right\} - \frac{fr}{2\sqrt{-g}} L \left(\omega_1^2 + \frac{\omega_2^2}{r^2} \right) = \frac{x[P + PL(\omega + \Omega)^2]}{1 - L(\omega + \Omega)^2}. \quad (3)$$

$$G_1^1 = -\frac{rf}{2\sqrt{-g}} \left\{ 2v_1 \left(\mu_1 + \frac{1}{r} \right) + 2\lambda_1 \frac{f_1}{f} + \frac{2}{r} \frac{f_1}{f} + \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \left[2v_2 (\mu_2 + \operatorname{ctg} \theta) + 2\lambda_2 \frac{f_2}{f} + 2 \frac{f_{22}}{f} \right] \right\} - \frac{1}{4} \frac{fr}{\sqrt{-g}} L \left(\omega_1^2 - \frac{\omega_2^2}{r^2} \right) = -xP. \quad (4)$$

$$G_2^2 = rf \left\{ -\frac{2f_{11}}{f} + 2\lambda_1 \frac{f_1}{f} + 2v_1 \left(\mu_1 + \frac{1}{r} \right) - \frac{1}{r^2} \left[2\lambda_2 \frac{f_2}{f} + 2v_2 (\mu_2 + \operatorname{ctg} \theta) \right] \right\} + \\ + \frac{1}{4} \frac{fr}{\sqrt{-g}} L \left(\omega_1^2 - \frac{\omega_2^2}{r^2} \right) = -xP. \quad (5)$$

$$G_3^3 = \frac{fr}{2\sqrt{-g}} \left\{ -2(v_{11} + \lambda_{11}) - \frac{2(v_1 + \lambda_1)}{r} - 2v_1^2 - \frac{1}{r^2} [2(v_{22} + \lambda_{22}) + 2v_2^2] \right\} + \\ + \frac{3}{4} \frac{fr}{\sqrt{-g}} L \left(\omega_1^2 + \frac{\omega_2^2}{r^2} \right) = -\frac{x(P + \rho L(\omega + \Omega)^2)}{1 - L(\omega + \Omega)^2}. \quad (6)$$

$$G_3^0 = -\frac{rf}{2\sqrt{-g}} \left\{ \frac{(rfL\omega_1)_1}{rf} + \frac{1}{r^2} \frac{(rfL\omega_2)_2}{rf} \right\} = -x \frac{(P + \rho)L(\omega + \Omega)}{1 - L(\omega + \Omega)^2}. \quad (7)$$

$$G_2^1 = \frac{rf}{\sqrt{-g}} \left\{ \left(\frac{f_2}{f} \right)_1 - \lambda_2 \frac{f_1}{f} - \left(\lambda_1 + \frac{1}{r} \right) \frac{f_2}{f} + v_1 v_2 + \left(\mu_1 + \frac{1}{r} \right) (\mu_2 + \operatorname{ctg} \theta) \right\} - \\ - \frac{frL}{2\sqrt{-g}} \omega_1 \omega_2 = 0. \quad (8)$$

Наиболее простая комбинация уравнений

$$G_1^1 + G_2^2 = -2xP$$

может быть представлена в виде

$$r^2 f_{11} + rf_1 + f_{22} = 2x\sqrt{-g} rP. \quad (9)$$

Здесь $\chi = 8\pi G/c^4$.

3. Вакуумное решение уравнения (9). Имея в виду асимптотическое

поведение e^μ и e^ν на бесконечности ($e^\mu = e^\nu = 1$) решение уравнения (9) целесообразно искать в виде

$$f = r \sin \theta + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{c_n}{r^n} \Phi^{(n)}(\theta), \quad (10)$$

в результате чего для $\Phi(\theta)$ получается

$$\Phi(\theta)_{22}^{(n)} + n^2 \Phi^{(n)}(\theta) = 0. \quad (11)$$

С учетом симметрии относительно экваториальной плоскости вращающегося тела ($\theta \rightarrow \pi - \theta$) общее решение принимает вид

$$f(r, \theta) = r \sin \theta + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_{2n-1}}{r^{2n-1}} \sin((2n-1)\theta), \quad (10a)$$

и соответственно,

$$e^{\mu+\nu} = y(r, \theta) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c_{2n-1}}{r^{2n}} \frac{\sin((2n-1)\theta)}{\sin \theta}, \quad (12)$$

в которых отброшены члены, пропорциональные $\cos \theta$, так что в (12) отличны от нуля только константы c_{2n-1} [7].

4. *Внутреннее решение уравнения (9).* Уравнение, которому удовлетворяет $y(r, \theta)$ внутри конфигурации, имеет вид

$$y_{11} + \frac{3y_1}{r} + \frac{y_{22}}{r^2} + \frac{2y_2}{r^2} \operatorname{ctg} \theta = 2xP(r, \theta) f e^{2\lambda} r^2. \quad (13)$$

В соответствии с (12) внутреннее решение будем искать в виде

$$f_b = r \sin \theta y(0) + \sum_{n=1}^{\infty} F^{(2n-1)} \sin((2n-1)\theta), \quad (14)$$

$$y_b = y(0) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F^{(2n-1)}}{r} \frac{\sin((2n-1)\theta)}{\sin \theta}. \quad (15)$$

В результате подстановки в (9) или (13) имеем

$$\sum_{n=1}^{\infty} \sin(2n-1)\theta \left\{ r^2 F_{11}^{(2n-1)} + r F_1^{(2n-1)} - (2n-1)^2 F^{(2n-1)} \right\} = 2xP(r, \theta) \cdot r \sqrt{-g}. \quad (16)$$

Воспользовавшись известным соотношением [7]

$$\int_{-\pi}^{\pi} \sin((2n-1)\theta) \sin m\theta d\theta = \pi \delta_{2n-1, m},$$

умножим обе части (16) на r^{m-1} и получим

$$\int_0^R \left(r^{m+1} F_{11}^{(m)} + r^m F_1^{(m)} - m^2 r^{m-1} F^{(m)} \right) dr = \frac{2x}{\pi^2} \int P r^m \sqrt{-g} \sin(m\theta) d^3 x. \quad (17)$$

Интегрирование (17) по частям с учетом внешнего решения $F_1^{(m)} = -m c_m / R^{m+1}$ дает

$$-2mc_m = \frac{2x}{\pi} \int Pr^m \sin(m\theta) \sqrt{-g} d^3x. \quad (18)$$

В отсутствии вращения ($\omega = 0$) из решения сферически-симметричной задачи в изотропных координатах имеем [8]

$$e^{\mu+\nu} = 1 - \frac{4G^2 M^2}{c^4 r^2}, \quad (19)$$

(здесь M - масса конфигурации).

Сравнивая (19) с полученным результатом (18), получаем, в частности,

$$-c_1 = \frac{M^2}{4} \quad (G=1, c=1). \quad (20)$$

5. *Решение Керра в изотропных координатах.* Сравнение метрики Керра (в представлении Бойера-Линквиста) с метрикой (1) дает связь радиальной координаты r (изотропная) и r_k (керровская)

$$r_k = R + \frac{r_g}{2} + \frac{r_g^2 - 4a^2}{16R}. \quad (21)$$

Соответственно (21) метрические коэффициенты керровского решения в изотропных координатах

$$e^{2\nu} = \frac{\Delta \rho^2}{\Delta \rho^2 + r_k r_g (r_k^2 + a^2)}, \quad (22)$$

$$e^{2\mu} = \frac{\Delta \rho^2 + r_k r_g (r_k^2 + a^2)}{R^2 \rho^2}, \quad (23)$$

$$e^{2\lambda} = \frac{\rho^2}{R^2} = \left(\frac{r_k^2}{R^2} + \frac{a^2}{R^2} \cos^2 \theta \right), \quad (24)$$

$$\omega = \frac{a r_k r_g}{\left[\Delta \rho^2 + r_k r_g (r_k^2 + a^2) \right]}, \quad (25)$$

где $\Delta = r_k^2 + a^2 - r_k r_g$, $\rho^2 = r_k^2 + a^2 \cos^2 \theta$.

Из (22) и (23) имеем

$$e^{\mu+\nu} = \left(1 - \frac{(r_g^2 - 4a^2)}{16R^2} \right), \quad (26)$$

откуда $\nu_2 + \lambda_2 = 0$, тогда как в общем решении (12) угловая часть решения отсутствует только в статическом случае.

6. *Метрика Керра как частный случай 4-х параметрического решения.* Можно показать, что метрика Керра является частным случаем аксисимметричной стационарной задачи, при решении которой использован необычный выбор координат, а также предположение о потенциальности

поля вектора угловой скорости конфигурации мировых линий, образующих используемую сопутствующую систему координат, иными словами предполагая эти поля безвихревыми.

Метрика вакуумной задачи в этом случае с координатами Φ и ρ

$$dS^2 = \Phi^2 (dt - q d\Phi)^2 - e^{2\alpha} (d\rho - l d\Phi)^2 - e^{2\beta} d\Phi^2 - \rho^2 d\varphi^2,$$

переписанная для частного случая $2ka^2 = 1$, с переобозначенными константами $Ca^2 \equiv A$ и $b/a^2 \equiv B$ приобретает вид

$$e^{2\alpha} = [1 - \rho^2 f(\Phi)]^{-1}, \quad f(\Phi) = \left[Ae^{\beta} \left(1 + \frac{B^2}{4} \right) \sqrt{1 - B^2 \Phi^4} \right]^{-1},$$

$$q = 2AB \left(1 + \frac{B^2}{4} \right) (e^{-\alpha} - 1), \quad l = \frac{1}{2} \rho L(\Phi),$$

$$e^{\beta} = 2AB \sqrt{1 - B^2 \Phi^4} \left[\frac{L^2}{4} + \frac{L}{\Phi} - \frac{B^2 \Phi^2}{1 + B^2 \Phi^4} \right],$$

$$L(\Phi) = \frac{2\Phi}{\sqrt{1 - B^2 \Phi^4}} \frac{\left(1 - \frac{B^2}{4} \right) + \left(1 + \frac{B^2}{4} \right) \sqrt{1 - B^2 \Phi^4}}{1 - \left(1 + \frac{B^2}{4} \right) \Phi^2}.$$

Переписывая часть исходной метрики (t, φ) в эквивалентной форме

$$\frac{\rho^2 \Phi^2}{\rho^2 - q^2 \Phi^2} dt^2 - (\rho^2 - q^2 \Phi^2) (d\varphi + \omega dt),$$

где $\omega = \frac{q\Phi^2}{\rho^2 - q^2 \Phi^2}$, осуществляя переход к новой сопутствующей системе координат преобразованием

$$d\varphi = d\varphi' + (\omega - \omega_k) dt, \quad \omega_k = \frac{2aMr}{(r^2 + a^2)R^2 + 2Ma^2 r \sin^2 \theta}, \quad R^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta,$$

приводим метрику к виду с исчезающим на бесконечно больших расстояниях метрическим коэффициентом g_{03} .

Вводя обозначения

$$\Phi^2 = 1 - \frac{2Mr}{R^2} \quad \text{и}$$

$$\rho^2 = \left[r^2 + a^2 + \frac{rr_g a^2 \sin^2 \theta}{R} \left(1 + \frac{rr_g \sin^2 \theta}{R^2 - rr_g} \right) \right] \sin^2 \theta,$$

окончательно получаем решение Керра.

Отметим, что исходное решение обладает свойством регулярности на

оси вращения, и в результате рассмотренное частное решение асимптотически псевдоевклидово. Таким образом, существует принципиальная возможность сшивки вакуумного решения с соответствующим внутренним решением.

7. Заключение. В работе выполнены расчеты [9,10], на основе которых выявлены ограничения, приводящие общее точное решение для гравитационного поля равномерно вращающейся конфигурации к решению Керра. Выяснено, что в процессе вывода решения Керра отброшены все мультипольные моменты, и кроме константы интегрирования M , введен параметр a , ответственный за вращение [11].

Уже в первой статье Керра [12] было отмечено, что это решение является примером алгебраически специальной метрики того же класса, что и известное решение НУТ [13]. Это позволило обнаружить, что решение Керра частный случай известного 4-х параметрического решения [14], полученного в предположении о потенциальном характере поля вектора угловой скорости конфигурации мировых линий, образующих используемую сопутствующую систему координат. В результате открылась также возможность построения внутреннего решения.

Работа выполнена при поддержке Госкомитета по науке МОН РА в рамках совместного русско-армянского исследовательского проекта 15RF-009.

¹ Кафедра теоретической физики им. акад. Г.С.Саакяна, ЕГУ, Армения,
e-mail: rolavag@ysu.am hagohar@ysu.am

² Казанский (Приволжский) федеральный университет,
e-mail: sergey_sushkov@mail.ru

ON SOME PROPERTIES OF THE STATIONARY GRAVITATIONAL FIELD

R.M.AVAGYAN¹, G. H. HARUTYUNYAN¹, S.V.SUSHKOV²

Currently the problem of the study of stationary gravitational fields cannot be considered as solved, because there is no exact general solution of Einstein's equations describing the stationary gravitational field. In this paper we consider the approach to this problem using the isotropic coordinates that, in particular, allowed to understand after which simplifications one can obtain the Kerr solution.

Key words: *stationary gravitational field: isotropic coordinates*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.Kerr*, Phys. Rev. Lett., **11**, 18, 1963.
2. *A.Tomimatsu, S.H.Sato*, Progr. Theor. Phys., **50**, 95, 1973.
3. *Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, В.В.Папоян*, Астрофизика, **32**, 465, 1990, (Astrophysics, **32**, 269, 1990).
4. *Г.Арутюнян, В.Папоян*, Астрофизика, **32**, 453, 1990, (Astrophysics, **32**, 262, 1990).
5. *Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, Астрофизика, **4**, 239, 1968, (Astrophysics, **4**, 87, 1968).
6. *Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян*, Астрон. ж., **50**, 60, 1973.
7. *И.Н.Бронштейн*, Справочник по математике, М., Наука, 1980.
8. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Теория поля, М., Наука, 1973.
9. *R.M.Avakian, G.Oganessian*, Mod. Phys. Lett., **A10**, 841, 1995.
10. *R.M.Avakian, G.Oganessian*, Phys. Lett., **A209**, 261, 1995.
11. *S.Chandrasekhar*, The Matematical Theory of Black Holes, Oxford University Press, New York, 2000.
12. *Р.Керр*, Эйнштейн и теория гравитации, М., Мир, с.208, 1979.
13. *D.Kramer, H.Stefani, M.Maccallum*, Exact solutions of the Einsteins field equations, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1980.
14. *В.В.Папоян*, ЭЧАЯ, **34**, 190, 2003.

PHYSICAL CONDITIONS IN REGIONS OF LINE FORMATION OF SOLAR TYPE STARS

L.H.RODRÍGUEZ-MERINO¹, O.CARDONA¹, A.FLORES²

Received 8 May 2015

Accepted 24 June 2015

We present the physical parameters of the regions with spectral line formation of a set of stars classified as G2. The method employed in this analysis only requires the full width at half maximum of each spectral line, the effective temperature of the star and few basic atomic parameters. The physical parameters estimated in this work are compared with results obtained with stellar atmosphere models.

Key words: *line:formation (Physical conditions): stars: solar-type*

1. *Introduction.* Solar type stars play an important role in the search of life. Currently there are several instruments in operation with the main goal to look for planets located in habitable zones (e.g. The Kepler Mission). This type of star presents the optimal conditions for sustaining life because of the low ultraviolet emission, therefore it is mandatory to understand as well as possible the physics of their atmospheres.

Several astrophysical groups have developed numerical codes to model both the stellar atmospheres and the line profile spectra, in some cases codes and results are available to the astronomical community, like Atlas9 and Synthe codes built by Kurucz [1,2]¹ or Tlusty and Synspec codes built by Hubeny & Lanz [3]². The numerical codes compute the atmosphere models based on different arguments; Local Thermodynamics Equilibrium (LTE), Non Local Thermodynamics Equilibrium (NLTE), plane parallel atmospheres, spherical atmospheres, etc. Once a stellar atmosphere model has been computed is possible to calculate the spectral energy distribution emitted by the atmosphere model, within the process of computing the atmosphere model and the spectrum is feasible to follow the change of some physical parameters as function of the physical depth in the atmosphere.

In order to find out an alternative procedure to make a diagnostics of the physical conditions of regions in stellar atmosphere where spectral lines are being formed, Cardona [4] has performed a statistical mechanics analysis of

¹ <http://kurucz.harvard.edu/>

² <http://nova.astro.umd.edu/>

the atomic line broadening by thermal energy fluctuations in a gaseous system. He found that the width of an atomic spectral line is strongly correlated with the physical conditions of the line forming region. The physical parameters associated with the full width at half maximum (fwhm) of a spectroscopic line are the temperature, the number density of particles, and the principal quantum numbers related with the transition which produces the line. Based on this method, Cardona et al. [5] have performed an analysis of the region in the atmosphere of two stars, the white dwarf star G191-B2B and the variable star V803-Cen, where the Lyman- ζ line is being formed. Their conclusions were compared with results of atmosphere models.

Now using the equations obtained by Cardona [4] we determined the physical conditions of regions in the atmosphere of solar type stars where the Balmer and magnesium lines are being formed. In order to be more confident with the parameters estimated in this study we performed a comparison with the results of the solar atmosphere model. The paper is organized as follows: In Section 2 we present the theoretical arguments employed to infer the physical properties of the regions with spectral line formation. In Section 3, we describe the observational data used in this work. The method followed to measure the fwhm of the selected spectral lines, and the results are described in Section 4. In Section 5 we perform a comparison between the newly properties determined with results obtained with the computation of a stellar atmosphere model. The use of the fwhm of an atomic spectral line as a tool to determine physical properties of the stellar atmosphere is discussed in Section 6.

2. Broadening of spectral lines. The spectral lines of an isolated atom are, in principle, nearly perfectly sharp, however due to the finite lifetime of the energy levels, the lines are naturally broaden. The spectral energy distribution emitted by the plasma of a stellar atmosphere is plagued of several absorption lines. The profile of any spectroscopic line is fully related with the physical properties of the forming region. The traditional approach employed to model the profile of the spectral lines is based on considering that there are, basically, three processes which broaden the spectroscopic lines; (1) the natural broadening which is produced by the interaction of the light with the atoms, (2) the pressure broadening which is essentially caused by the collisions between atoms, and (3) the thermal broadening which give rise because of the velocity distribution of the ensemble of atoms. The broadening of the spectroscopic lines produced by any of the processes quoted above is usually described with an absorption coefficient per atom (α). The combined result of the different processes is given by the convolution of all the absorption coefficients,

$$\alpha(\text{total}) = \alpha(\text{natural}) \cdot \alpha(\text{pressure}) \cdot \alpha(\text{thermal}). \quad (1)$$

The absorption coefficients of the natural and pressure broadening are described with Lorentzian profiles, meanwhile the absorption coefficient of the thermal broadening has a Gaussian profile, the convolution of these profiles results in a new profile, the Voigt profile.

An alternative method developed to understand the broadening of the spectroscopic lines was introduced by Cardona [4]. He based his study on the analysis of the energy fluctuations of a thermodynamic system. The energy fluctuations of a system can be produced by several kinds of processes, like the collisions between particles of the ensemble, therefore this alternative analysis must provide us of equations which describe very closely the broadening of spectral lines. Equations given by Cardona [4] (Eqs. (14) and (16) in his work) relate the full width at half maximum of the spectroscopic lines of hydrogenic and nonhydrogenic atoms (respectively) with the physical conditions of the line forming region, and with few basic atomic parameters, obviously some mechanisms of line broadening, like the stellar rotation or the instrumental effects, are not considered by these equations. Although in all stellar spectra most of the spectral lines are in absorption, it is very common to find the line width at half height denoted as the full width at half maximum.

The main difference between the two methods given above is that the first method describes the broadening of spectroscopic lines as function of thermodynamic quantities and quantum mechanical parameters (non-easy to determine), meanwhile the second method describes the broadening of spectral lines mostly based on thermodynamic quantities. Therefore, the equation based on the analysis of energy fluctuations can be used to explore the physical properties of the line forming regions (see Cardona et al. [5]).

3. Observational Data. We have performed the analysis of several absorption lines that are important features in the spectrum of a solar type star. The selected lines are four Balmer lines ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ and $H\delta$), and the lines of the magnesium triplet (Mgb1, Mgb2 and Mgb3). The set of spectra used to study the regions of line formation was retrieved from the ELODIE library V3.1³ through Hyper-Leda database⁴. The archive hosts around two thousand spectra, and it covers the whole spectral type range. The wavelength range covered by any spectrum of the ELODIE Library spans from around 3900 Å to 6800 Å (see Prugniel & Soubiran [6]; Prugniel et al. [7]). It is possible to retrieve fluxes at two resolutions ($R=42000$ and $R=10000$), in case of the spectra at high resolution the fluxes are normalized to the pseudo-continuum. In order to avoid as much as possible the effects of spectral line

³ <http://www.obs.u-bordeaux1.fr/m2a/soubiran/elodielibrary.html>

⁴ <http://leda.univ-lyon1.fr/11/spectrophotometry.html>

blending we have decided to use the spectral energy distributions at high resolution, therefore we have selected the normalized flux of twenty-four solar type stars. We also have used the Solar Flux Atlas (Kurucz et al. [8]) retrieved from the Kurucz web page, which includes the optical part of the solar spectrum measured at high resolution. Table 1 shows the stars classified as G2 in the

Table 1

LIST OF STARS EMPLOYED TO MEASURE THE FWHM OF THE
SELECTED SPECTRAL LINES. FITS FILES OBTAINED FROM
ELODIE LIBRARY PROVIDED THE STELLAR ATMOSPHERE
PARAMETERS

Star	Spectral type ELODIE	Spectral type SIMBAD	T_{eff} K	logg	[Fe/H]	$v \sin i$ km/s
Sun		G2 V	5777	4.44	+0.00	2.0
HD 245	G2 V	G2 V	5772	4.15	-0.59	3.0
HD 3628	G2 V	G2 V Va.	5699	4.02	-0.18	1.0
HD 4307	G2 V	G0 V	5744	3.85	-0.29	2.0
HD 9562	G2 IV	G1 V	5777	3.85	+0.125	4.0
HD 10307	G2 V	G1.5 V	5793	4.11	-0.02	3.0
HD 12235	G2 IV	G2 IV	5858	3.89	+0.180	5.0
HD 12846	G2 V	G2 V	5727	4.41	-0.25	2.0
HD 14802	G2 V	G1 V	5830	3.89	-0.06	4.0
HD 23050	G2 V	G2 V	5772	4.04	-0.43	3.0
HD 76752	G2 V	G2 V	5708	4.23	+0.00	2.0
HD 81809	G2 V	G5 VFe-1CH-0.8	5610	3.83	-0.36	1.8
HD 84737	G2 V	G0.5 Va	5768	3.89	+0.096	2.3
HD 89010	G2 IV	G1.5 IV-V	5669	3.84	-0.01	3.5
HD 105546	G2 III	G2 IIIw	5016	2.21	-1.58	5.2
HD 119550	G2 V	G2 V	5723	3.83	-0.09	4.0
HD 126868	G2 III	G2 IV	5778	3.81	-0.02	14.3
HD 137107	G2 V	G0 V	5919	4.21	-0.11	5.3
HD 143761	G2 V	G0 V	5749	4.02	-0.26	4.0
HD 159181	G2 II	G2 Iab:	5368	1.22	-0.13	11.6
HD 168009	G2 V	G2 V	5728	4.14	-0.04	3.0
HD 186408	G2 V	G1.5 Vb	5732	4.10	+0.108	4.0
HD 209750	G2 Ib	G2 Ib	5399	0.95	-0.06	7.9
HD 221170	G2 IV	G2 IV Va	4561	1.10	-2.10	7.4
HD 225239	G2 V	G2 V	5590	3.75	-0.47	2.0

ELODIE library, it also provides the spectral type, the luminosity class (according to ELODIE library and SIMBAD database), the atmospheric parameters (effective temperature, surface gravity, and metallicity) and the rotational velocity. The atmosphere parameters of the stars from ELODIE library have been retrieved from the FITS file of each spectrum (the set of atmospheric parameters used

were determined based on internal comparisons within the library) and the rotational velocity values are reported by Glebocki & Gnacinski [9].

4. *Analysis of the Line Forming Regions.* All the physical properties imprinted in the spectral energy distribution (SED) emitted by a star are due to physical processes produced in the stellar atmosphere. The continuum arises from regions of the stellar atmosphere where the Rosseland optical depth is $\tau_{\text{ross}} = 2/3$, in this part of the atmosphere the temperature is equal to the effective temperature. Meanwhile absorption lines of the SED are being forming in regions located between the continuum forming region and the top of the atmosphere. Cardona [4] found that the full width at half maximum of an atomic spectral line is given by

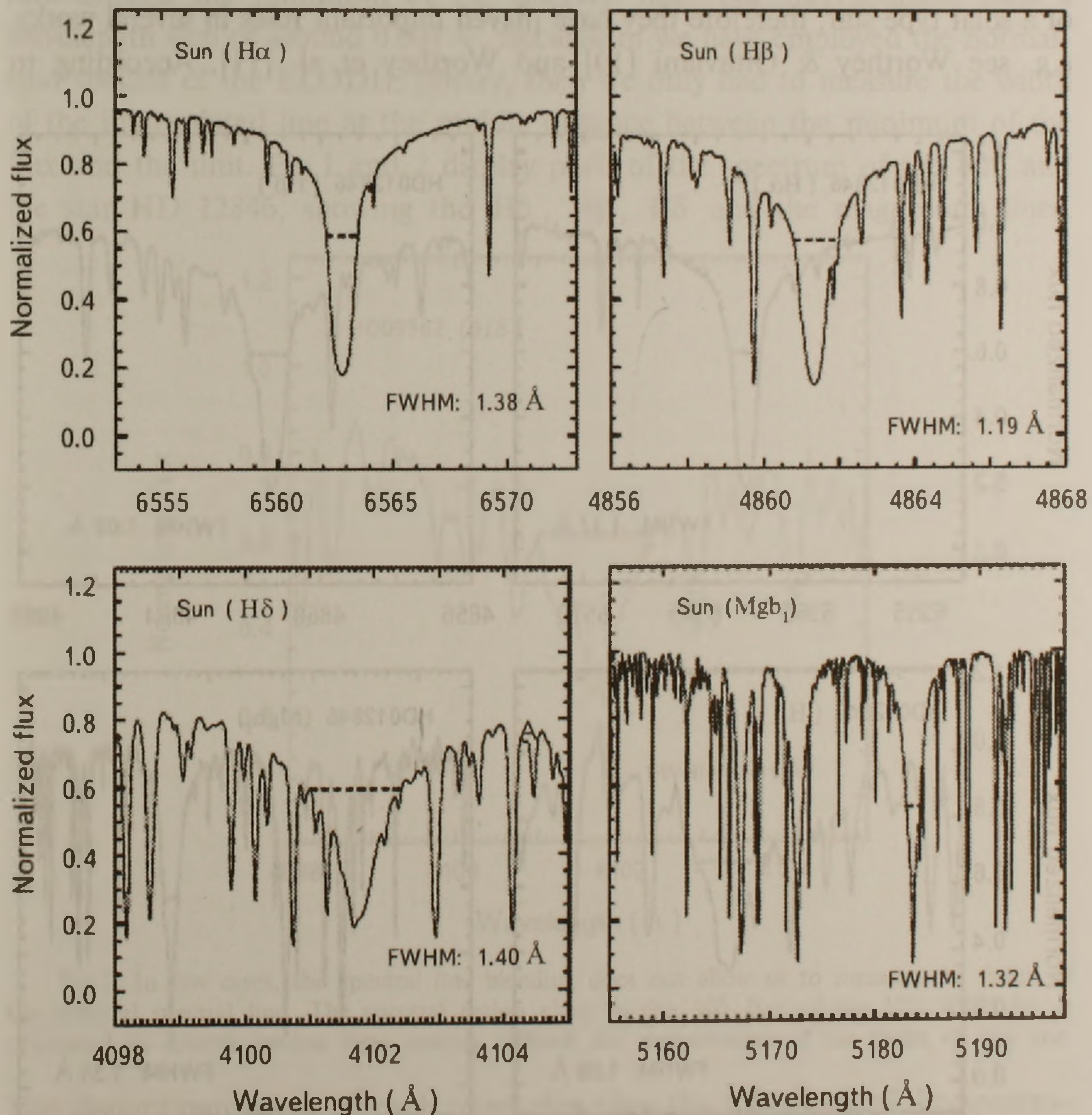


Fig.1. The panels display the spectral energy distribution of the Sun around four absorption features; H α , H β , H δ , and Mg b₁. The full width at half maximum of each spectral line is displayed with a discontinuous line, and its value is showed on the right lower part of each panel.

$$w = \frac{2\pi a_0}{3\alpha Z_{eff}} kT \sqrt[3]{N} (n_{ieff}^2 + n_{feff}^2), \quad (2)$$

where N and T are physical parameters of the region of line formation; N is number density of particles, and T is the temperature, n_{ieff} and n_{feff} are the effective principal atomic quantum numbers of the levels producing the line, Z_{eff} is the effective charge of the atom, k and a_0 are the Boltzmann constant and the Bohr radius, respectively, and α is a numerical constant. In order to explore the physical conditions of the regions where the selected spectroscopic lines are being formed we measured the full width at half maximum of the spectral lines.

The selected lines produce prominent absorption features in the spectrum of a solar type star, therefore they have played important roles in several works, e.g. see Worthey & Ottaviani [10] and Worthey et al. [11]. According to

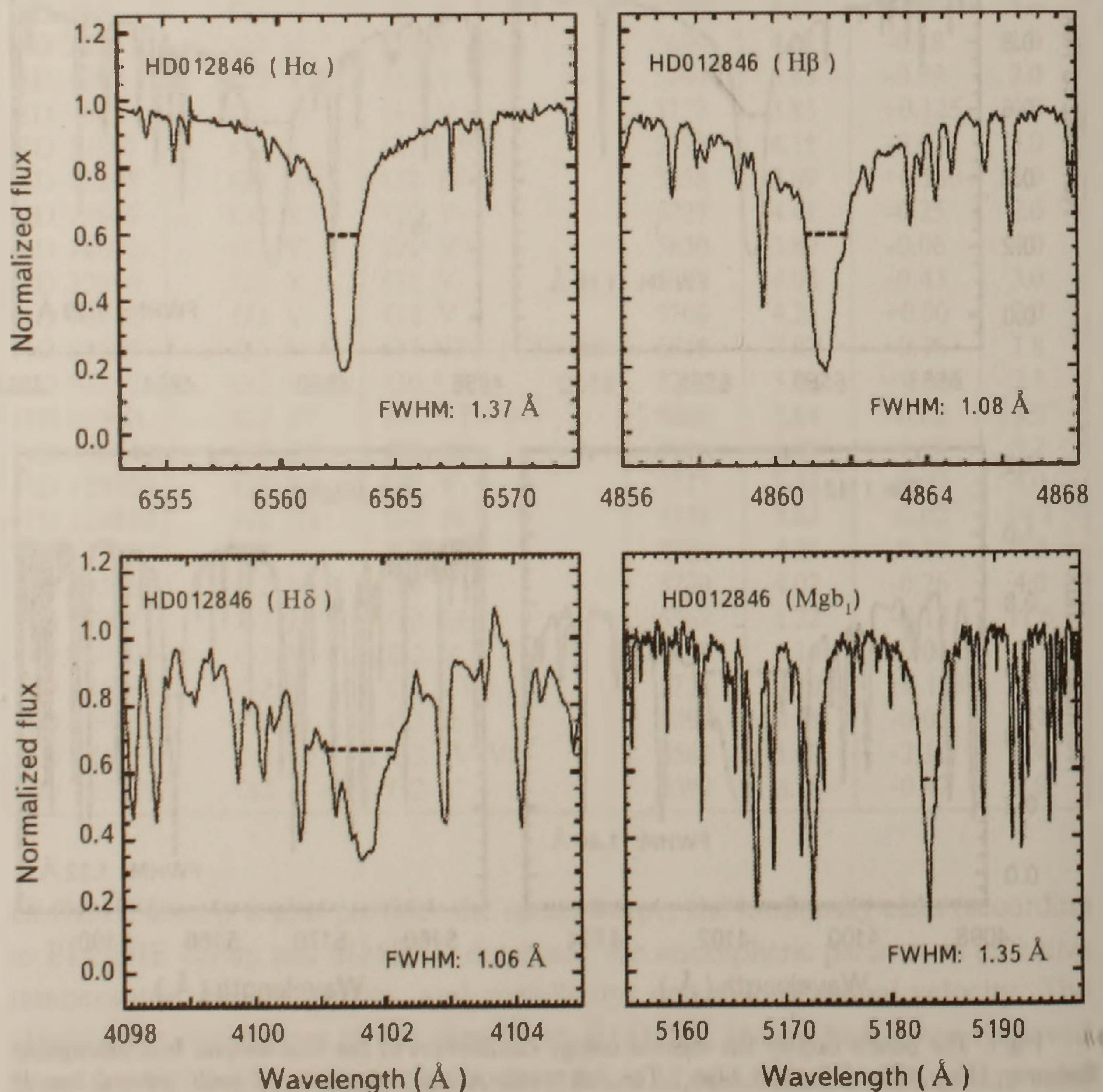


Fig.2. Similar to Fig.1, in this case the star is HD 12846.

ELODIE library all the chosen stars have assigned a G2 spectral type classification, most of them are identified as dwarfs, only few stars are classified as giants or super-giants. However, according to the SIMBAD database, there are some stars that are not classified with a G2 spectral type (see Table 1), then one have to keep in mind that there could be some stars misclassified. Stars with different luminosity class from our selected set of spectra will allow us to explore regions under different physical conditions.

The shape of the absorption line is known as the Voigt profile which is the result of the convolution of Gaussian and Lorentzian profiles (see Section 2). In order to measure the width of a selected spectral feature at the half maximum we performed a linear interpolation of the spectral energy distribution around the minimum of the selected line. The interpolation used a wavelength step of around $0.001 \text{ \AA}$. Because of we have employed the normalized spectra of the ELODIE library, then we only had to measure the width of the interpolated line at the middle distance between the minimum of the flux and the unit. Fig.1 and 2 display parts of the spectrum of the Sun and the star HD 12846, showing the $H\alpha$, $H\beta$, $H\delta$ and the magnesium lines.

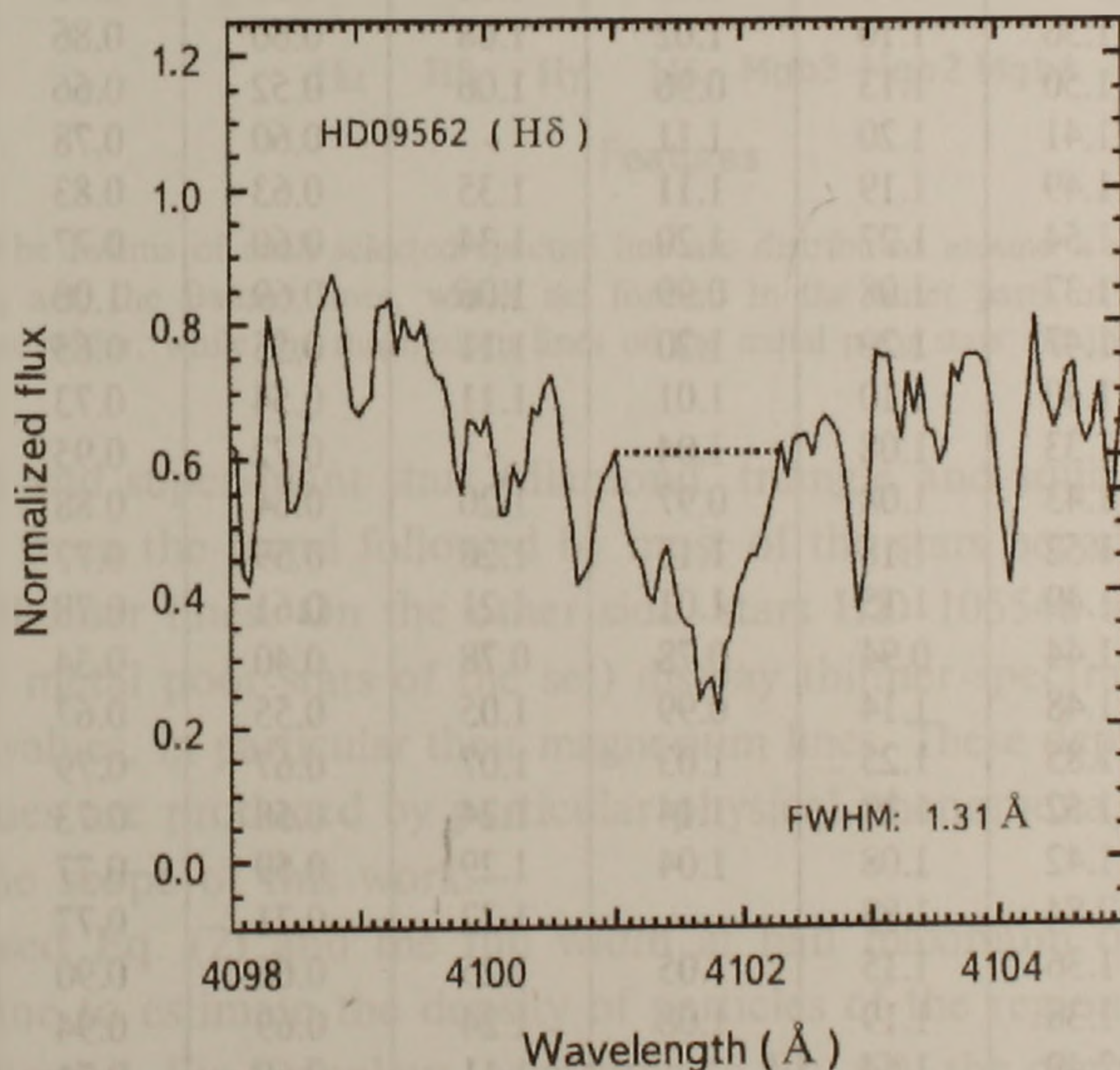


Fig.3. In few cases, the spectral line blending does not allow us to measure the fwhm of the selected spectral line. The spectral region close to the $H\delta$ line of the HD 9562 star is populated by several spectral lines making difficult the measurement of the fwhm of this line.

The discontinuous line in each panel describes the full width of the spectroscopic line at the half of the maximum. The fwhm measured is given at the right lower part of each panel. Although we have used a set of spectra with high spectral resolution we could not avoid completely the effects of the line

blending in all the measurements of the fwhm. Fig.3 shows that the spectral region close to the $H\delta$ line of the star HD 9562 is populated by several spectral lines which makes difficult to measure the fwhm of this Balmer line.

The files with normalized fluxes of the ELODIE library do not provide the errors of the stellar fluxes. In order to estimate the error in the measurement of the width of a spectroscopic line we have followed a Montecarlo method. We have selected an spectrum, and we have generated randomly several similar spectra. We used the RMS of the selected spectrum to generate the set of spectra. Using the generated spectra we obtained a set of widths of the

Table 2

FWHM (in $\text{\AA}$) OF THE SELECTED SPECTRAL LINES OF THE SUN AND G2-TYPE STARS. IN FOUR CASES, IT WAS NOT POSSIBLE TO MEASURE THE WIDTH OF THE LINE (see the text)

Star	$H\alpha$	$H\beta$	$H\gamma$	$H\delta$	Mgb3	Mgb2	Mgb1
Sun	1.38	1.19	1.21	1.40	0.71	0.96	1.32
HD 245	1.44	1.09	1.03	1.11	0.56	0.75	0.94
HD 3628	1.36	1.10	1.02	1.08	0.60	0.86	1.25
HD 4307	1.50	1.13	0.96	1.06	0.52	0.66	0.80
HD 9562	1.41	1.20	1.11	-	0.60	0.78	1.18
HD 10307	1.49	1.19	1.11	1.35	0.63	0.83	1.23
HD 12235	1.54	1.27	1.20	1.34	0.60	0.77	1.18
HD 12846	1.37	1.08	0.99	1.06	0.69	1.00	1.35
HD 14802	1.47	1.20	1.20	1.11	0.55	0.65	0.86
HD 23050	1.40	1.10	1.01	1.11	0.54	0.73	0.94
HD 76752	1.33	1.08	1.04	-	0.72	0.95	1.34
HD 81809	1.43	1.08	0.97	1.20	0.64	0.88	1.22
HD 84737	1.52	1.18	1.13	1.20	0.59	0.77	1.11
HD 89010	1.49	1.15	1.01	1.21	0.61	0.78	1.19
HD 105546	1.44	0.94	0.78	0.78	0.40	0.34	0.40
HD 119550	1.48	1.14	0.99	1.05	0.55	0.67	0.97
HD 126868	1.85	1.25	1.03	1.07	0.67	0.79	1.12
HD 137107	1.52	1.29	1.14	1.24	0.58	0.73	1.07
HD 143761	1.42	1.08	1.04	1.29	0.59	0.77	1.02
HD 159181	2.84	1.88	-	1.22	0.71	0.77	1.18
HD 168009	1.36	1.15	1.05	1.25	0.66	0.90	1.28
HD 186408	1.38	1.19	1.08	1.24	0.69	0.94	1.31
HD 209750	2.49	1.64	-	1.11	0.69	0.71	1.14
HD 221170	1.40	0.93	0.72	0.64	0.39	0.32	0.37
HD 225239	1.43	1.02	0.87	1.10	0.52	0.63	0.79

same spectroscopic line. A simple statistical analysis allowed us to determine that the error in the measurement of the fwhm of any spectral line is negligible. Table 2 gives the value of the fwhm of all selected spectral lines. In three cases, HD 9562 ($H\delta$), HD 159181 ($H\gamma$), HD 209750 ($H\gamma$) were not possible to

measure the width of the line due to problems with the line blending, and in the case of the star HD 76752 ($H\delta$) the spectrum shows an emission line in the region of the selected spectral feature.

Fig.4 displays the values of fwhm of the selected spectral lines. The set of values of the fwhm of each spectral line spans around a common value.

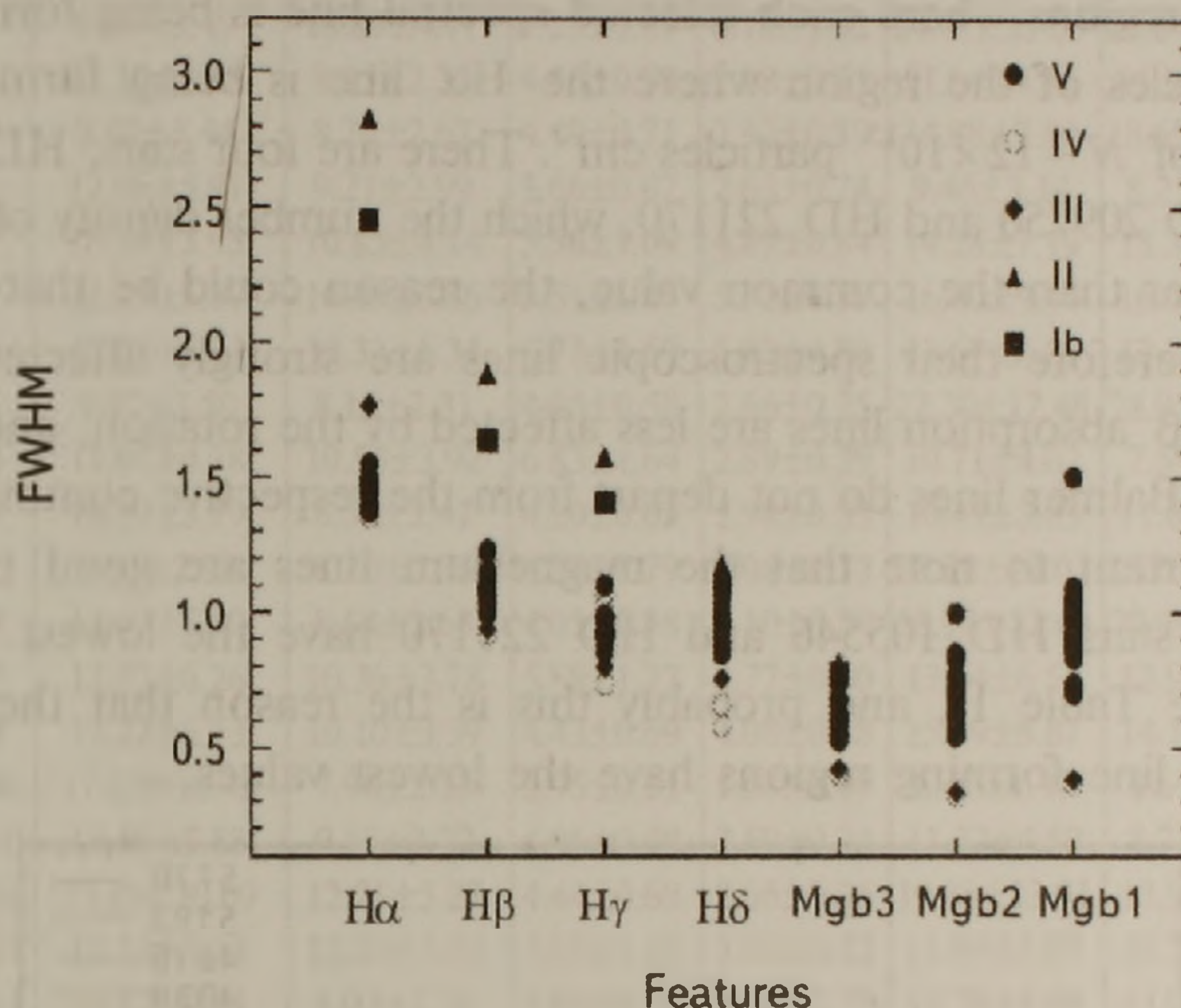


Fig.4. The fwhms of each selected spectral line are distributed around a common value. Two special cases are; the Balmer lines, which are formed in the outer parts of the atmosphere, of giant stars are wider, while the magnesium lines of the metal poor stars are thinner (see the text).

The giant and super-giant stars (diamond, triangle and square, respectively) departure from the trend followed by most of the stars because they present stronger Balmer lines. On the other side, stars HD 105546 and HD 221170 (the most metal poor stars of the set) display thinner spectral lines than the common values, in particular their magnesium lines. These departures from the mean values are produced by particular physical phenomena, whose study is outside the scope of this work.

We used Eq. (2) and the full width at half maximum of each selected spectral line to estimate the density of particles of the region where the line is being formed. Fig.5 displays, according to Eq. (2), the change of the fwhm of the $H\alpha$ line as function of the number density of particles and temperature (tilted lines), we employed five temperatures; 100, 90, 80, 70 and 60% of the effective temperature of the Sun, and the horizontal line correspond to the fwhm of the $H\alpha$ line measured in the solar spectrum. This plot allows us to infer the density of particles of the region in the solar atmosphere where the $H\alpha$ line is being formed. Cardona et al. [5] have shown that the Balmer lines as well as the magnesium lines are formed in a region of the stellar atmosphere

where the temperature is close to the 80% of the effective temperature, therefore we have employed Eq. (2), three temperatures; 85, 80 and 75% of the effective temperature of each star, and the full width at half maximum of the selected spectral lines to determine the number density of particles in the regions where the spectroscopic lines are being formed. Table 3 gives the number density of particles of the regions where each selected spectral line is being formed. The density of particles of the region where the $H\alpha$ line is being formed has a common value of $N \sim 12 \times 10^{15}$ particles cm^{-3} . There are four stars; HD 126868, HD 159181, HD 209750 and HD 221170, which the number density of particles estimated is larger than the common value, the reason could be that they are fast rotators, therefore their spectroscopic lines are strongly affected by the rotation. The $H\beta$ absorption lines are less affected by the rotation, and the rest of the analysed Balmer lines do not depart from the respective common value. Also it is important to note that the magnesium lines are good tracers of metallicity, the stars HD 105546 and HD 221170 have the lowest chemical abundances (see Table 1), and probably this is the reason that the number density of their line forming regions have the lowest values.

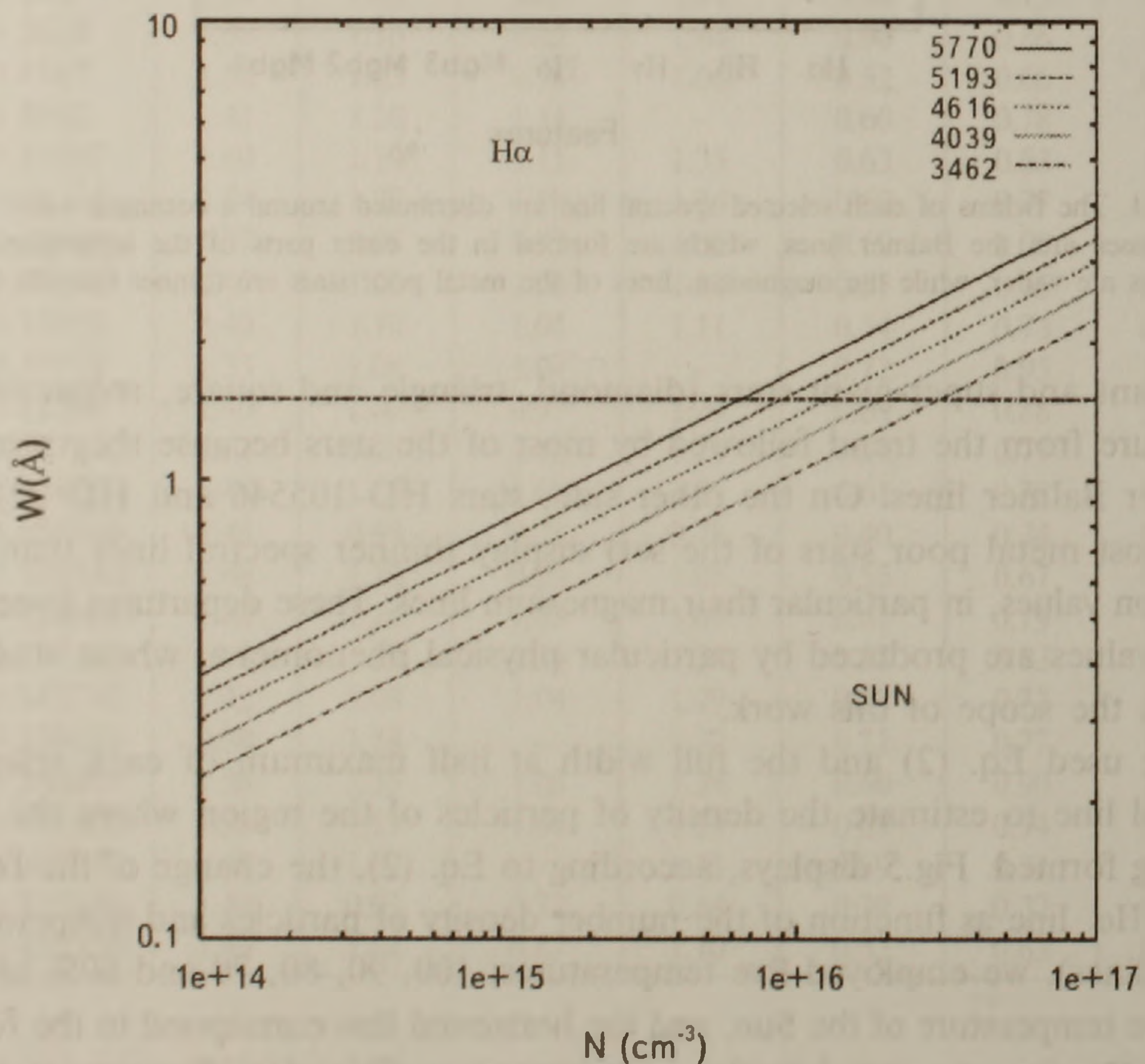


Fig.5. The full width at half maximum of the $H\alpha$ line as function of the particle density. The tilted lines correspond to percentages of the effective temperature (100, 90, 80, 70 and 60%) of the Sun. The horizontal line shows the width of the $H\alpha$ line measured using the Solar Flux Atlas (Kurucz et al. [8]). The number density of particles where the $H\alpha$ line of the Sun is being formed is around 1×10^{16} particles cm^{-3} .

Table 3

NUMBER DENSITY OF PARTICLES ($\times 10^{15}$ particles cm^{-3}) OF THE REGIONS WHERE THE ABSORPTION LINES ARE BEING FORMED

Star	$N(\text{H}\alpha)$	$N(\text{H}\beta)$	$N(\text{H}\gamma)$	$N(\text{H}\delta)$	$N(\text{Mgb3})$	$N(\text{Mgb2})$	$N(\text{Mgb1})$
Sun	9.96 ± 3.49	10.89 ± 4.17	7.23 ± 1.84	6.12 ± 1.32	24.77 ± 21.59	25.84 ± 23.45	64.10 ± 144.50
HD 245	11.30 ± 4.48	8.15 ± 2.33	4.45 ± 0.70	2.98 ± 0.31	11.64 ± 4.76	11.93 ± 4.99	23.13 ± 18.80
HD 3628	9.89 ± 3.44	8.70 ± 2.67	4.49 ± 0.71	2.33 ± 0.19	14.88 ± 7.80	18.69 ± 12.28	56.50 ± 112.20
HD 4307	12.96 ± 5.91	9.21 ± 2.99	3.66 ± 0.47	2.63 ± 0.24	9.46 ± 3.14	8.25 ± 2.39	14.46 ± 7.35
HD 9562	10.59 ± 3.95	10.85 ± 4.14	5.56 ± 1.09	4.89 ± 0.84	14.28 ± 7.19	13.39 ± 6.28	45.63 ± 73.14
HD 10307	12.39 ± 5.39	10.49 ± 3.86	5.51 ± 1.07	5.31 ± 0.99	16.40 ± 9.44	16.00 ± 8.99	51.25 ± 92.35
HD 12235	13.22 ± 6.13	12.33 ± 5.34	6.73 ± 1.59	5.02 ± 0.88	13.69 ± 6.59	12.34 ± 5.36	43.74 ± 67.26
HD 12846	9.97 ± 3.50	8.12 ± 2.31	4.05 ± 0.58	2.66 ± 0.25	22.30 ± 17.48	28.95 ± 29.47	70.13 ± 172.89
HD 14802	11.67 ± 4.78	10.55 ± 3.92	6.83 ± 1.64	2.89 ± 0.29	10.71 ± 4.03	7.54 ± 2.00	17.19 ± 10.36
HD 23050	10.39 ± 3.79	8.38 ± 2.47	4.20 ± 0.62	2.98 ± 0.31	10.44 ± 3.83	11.00 ± 4.24	23.13 ± 18.80
HD 76752	9.21 ± 2.98	8.20 ± 2.36	4.74 ± 0.79	3.08 ± 0.33	25.59 ± 23.01	25.07 ± 22.06	69.27 ± 168.70
HD 81809	12.05 ± 5.10	8.64 ± 2.63	4.05 ± 0.58	4.10 ± 0.59	18.93 ± 12.60	20.99 ± 15.49	55.06 ± 106.64
HD 84737	13.32 ± 6.26	10.36 ± 3.78	5.89 ± 1.22	3.77 ± 0.50	13.64 ± 6.54	12.94 ± 5.89	38.16 ± 51.18
HD 89010	13.22 ± 6.13	10.10 ± 3.59	4.43 ± 0.69	4.08 ± 0.58	15.89 ± 8.87	14.17 ± 7.03	49.52 ± 86.20
HD 105546	17.23 ± 10.42	7.96 ± 2.23	2.95 ± 0.31	1.58 ± 0.09	6.47 ± 1.47	1.69 ± 0.10	2.71 ± 0.26
HD 119550	12.59 ± 5.58	9.57 ± 3.22	4.06 ± 0.58	2.59 ± 0.24	11.32 ± 4.50	8.73 ± 2.68	26.07 ± 23.89
HD 126868	23.89 ± 20.09	12.25 ± 5.27	4.44 ± 0.69	2.66 ± 0.25	19.88 ± 13.91	13.90 ± 6.80	38.99 ± 53.49
HD 137107	12.33 ± 5.34	12.53 ± 5.53	5.60 ± 1.10	3.85 ± 0.52	11.99 ± 5.05	10.20 ± 3.66	31.63 ± 35.17
HD 143761	10.97 ± 4.24	8.02 ± 2.26	4.64 ± 0.76	4.74 ± 0.79	13.78 ± 6.66	13.06 ± 6.01	29.90 ± 31.47
HD 159181	107.79 ± 408.77	51.99 ± 94.97	5.70 ± 1.14	4.92 ± 0.85	29.50 ± 30.63	16.05 ± 9.08	56.87 ± 113.69
HD 168009	9.74 ± 3.33	9.79 ± 3.37	4.83 ± 0.82	4.36 ± 0.67	19.50 ± 13.36	21.09 ± 15.64	59.75 ± 125.41
HD 186408	10.16 ± 3.63	10.83 ± 4.13	5.24 ± 0.97	4.24 ± 0.63	22.24 ± 17.40	23.99 ± 20.22	63.91 ± 143.66
HD 209750	71.41 ± 179.28	37.11 ± 48.41	6.27 ± 1.38	3.64 ± 0.47	26.61 ± 24.93	12.37 ± 5.39	50.40 ± 89.29
HD 221170	21.05 ± 15.57	10.26 ± 3.71	3.08 ± 0.33	1.16 ± 0.05	7.97 ± 2.23	1.88 ± 0.12	2.86 ± 0.29
HD 225239	12.19 ± 5.22	7.35 ± 1.90	2.95 ± 0.31	3.19 ± 0.36	10.26 ± 3.70	7.78 ± 2.13	15.11 ± 8.05

5. *Comparisons.* In order to show that the results obtained with Eq. (2) are in accordance with physical properties of the stellar atmospheres of G2-type stars we decided to compare these results with physical parameters of the solar atmosphere model. The atmosphere model allows us to know several parameters, like the particle density (N), the temperature (T), the pressure (P), etc., as function of the geometrical depth (Rosseland optical depth, τ_{ross}) inside the atmosphere. It is important to keep in mind that a stellar atmosphere model provides information which describes approximately the formation of spectral lines (see Cardona et al. [5]), however it can be a good benchmark. We decided to calculate the solar atmosphere model using the code developed by Crivellari et al. [12]. The effective temperature used to compute the solar model was 5770 K, the logarithm of the surface gravity was 4.44 dex, and the model has been calculated using the solar abundance. The spectral lines are being formed in regions with $\tau_{\nu} = 1$. Fig.6 shows the Rosseland optical depth as function of the frequency, the model allows us to determine that in the solar atmosphere the $\text{H}\alpha$ absorption

line is being formed around a region where the Rosseland optical depth is $\sim 2.42 \times 10^{-2}$, at this optical depth the temperature is ~ 4600 K and the pressure is ~ 4800 dy cm $^{-2}$, therefore the density of particles is around 7×10^{15} particles cm $^{-3}$. The number density of particles obtained with Eq. (2) has been $9.96 \pm 3.49 \times 10^{15}$ particles cm $^{-3}$, which is very close to the previous result. On

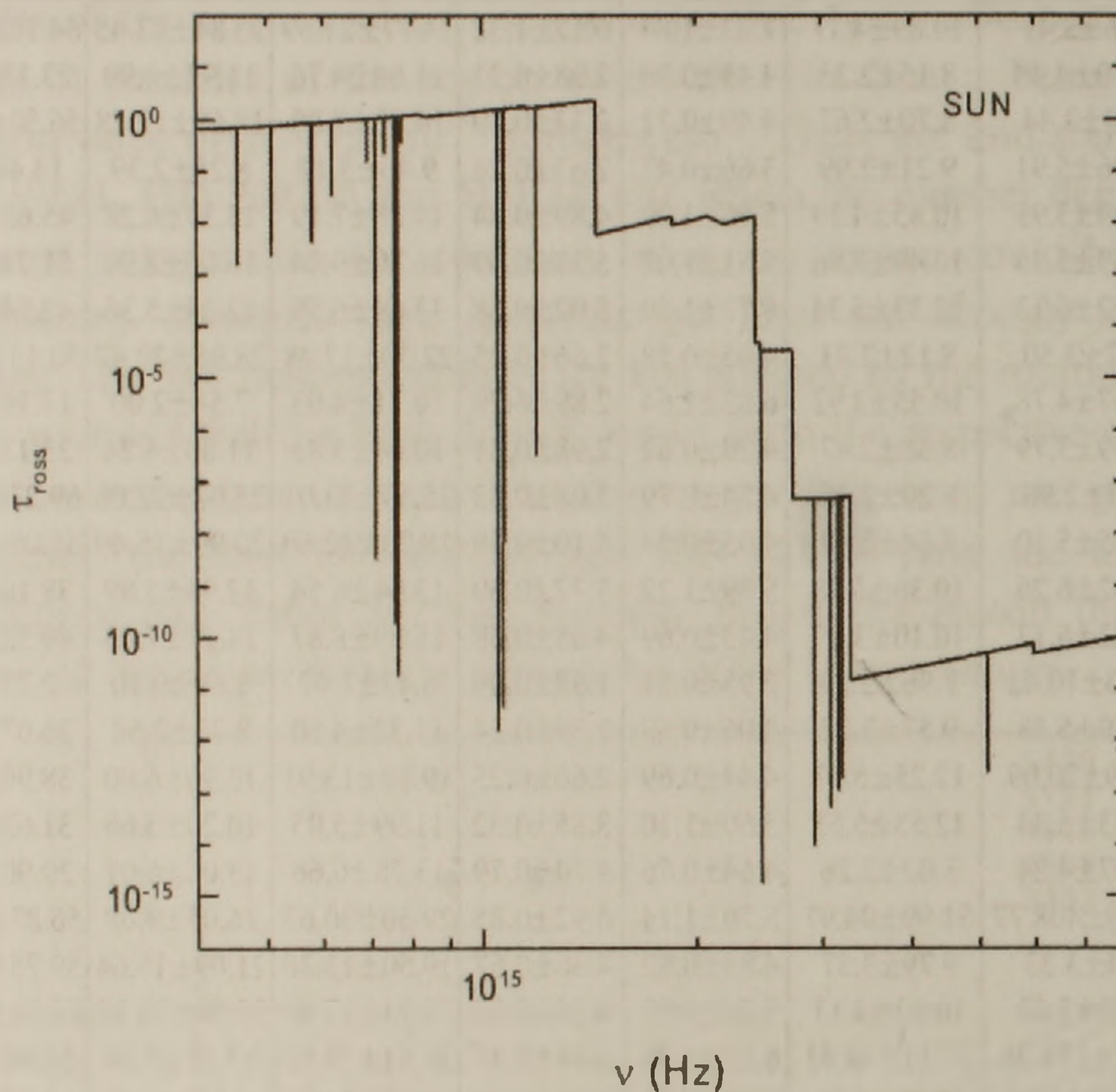


Fig.6. The Rosseland optical depth (τ_{ross}) as function of the frequency given by the solar atmosphere model.

the other side, the atmosphere model lets us know that the H δ absorption line is being formed in a region where the optical depth is around 2.23×10^{-1} , at this depth the temperature is ~ 5300 K and the pressure is ~ 68000 dy cm $^{-2}$, therefore the density of particles is $\sim 90 \times 10^{15}$ particles cm $^{-3}$. Using Eq. (2) we have obtained that the number density of particles is $6.12 \pm 1.32 \times 10^{15}$ particles cm $^{-3}$, which is lower than the previous result. It is important to keep in mind two points; first, the atmosphere model describes approximately the formation of spectral lines, then we do not expect to find a very close matching between both results, and second, the H α absorption line is formed in outer regions of the atmosphere where the temperature is lower, thus large amounts of hydrogen are capable to perform a transition from state $n=2$ to the state $n=3$. While, the H δ line is formed in regions at higher temperatures, thus there should not be large amounts of hydrogen capable to perform a transition from state $n=2$ to state $n=6$.

6. *Discussion and Conclusions.* We have used 25 spectra of stars classified as G2 spectral type in the ELODIE library, and the spectrum of the Sun to measure the full width at half maximum of a set of absorption lines. Most of the stars are dwarfs. The set of measurements of each selected spectral feature ranges around a common value. In the case of the Balmer lines, we found four stars whose fwhm departs from the common values because of they are rapid rotators. We also analysed two stars which show magnesium lines thinner than the common values, the most likely reason is that these stars are metal poor. The small spread of the fwhms around the common values could be due to the spectral misclassification of some stars, blending effects, strong magnetic fields, instrumental broadening, or other phenomena.

We have determined the number density of particles of regions with spectral line formation in the atmosphere of the Sun and in the atmospheres of solar type stars, we used the fwhm of the spectral lines, the effective temperatures of the stars, and few basic atomic parameters to infer the number density of particles. We find out that the number density of particles in regions where the Balmer lines are being formed decreases with the increases of quantum number of the transition, the number density of particles in regions where the $H\alpha$ absorption line is being formed is three times higher than the number density of particles in regions where the $H\delta$ line is being formed. Possibly these results were already expected, however in this work we have used a new method that allows us to quantify directly the changes in the physical conditions of the stellar atmospheres. We also find out that the number density of particles in regions where the magnesium triplet absorption lines are being formed seems to change as function of the stellar metallicity. The magnesium spectral lines have been employed as tracers of the chemical abundances of the stars, then our results seems to follow a similar behaviour. It is important to point out that the equation employed in this study does not take into account broadening of the spectral lines produced by stellar rotation, stellar winds, or other phenomena. Thus, results obtained for the stars HD 126868, HD 159181, HD 209750 and HD 221170 should be taken with cautions.

We have shown that the number density of particles of the regions with spectral line formation estimated in this work is in agreement with the physical properties of the solar atmosphere model. According with the atmosphere model, the $H\alpha$ line is being formed in the outer parts of the atmosphere where many more hydrogen atoms are not ionized, therefore most of these atoms can carry out the transition from state $n=2$ to the state $n=3$, then the densities of particles of the region where the $H\alpha$ absorption line is being formed obtained with both methods are very similar. On the other hand, the fwhm of the $H\delta$ spectroscopic line allowed us to infer a number density of particles of the regions where the line is being formed which is lower than the density

estimated with the atmosphere model. In spite that this result seems to be wrong, it is fine, because the $H\delta$ line is being formed at deeper regions, so the temperature is higher, therefore the number of particles performing the transition from state $n=2$ to the state $n=6$ is lower. Thus the results presented in this work are in agreement with the expected physical properties in the atmospheres of G2 spectral type stars.

The full width at half maximum of an absorption line is a useful tool to study the physical conditions of the region where the spectral line is being formed. It allows us to infer physical properties of the plasma in the atmosphere of a star that the atmosphere model can not do.

This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

¹ Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Tonantzintla, México, e-mail: lino@inaoep.mx

² Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma del Carmen, Ciudad del Carmen, México, e-mail: aflores@pampano.unacar.mx

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

Л.РОДРИГЕЗ-MERINO¹, О.КАРДОНА¹, А.ФЛОРЕС²

Представляем физические параметры областей со спектральными линиями образования ряда звезд, классифицированных как G2. Используемый в этом анализе метод требует только полную ширину при половине максимума каждой спектральной линии, эффективную температуру звезды и несколько атомных параметров. Физические параметры, оцененные в этой работе, сравнены с результатами, полученными с моделями звездных атмосфер.

Ключевые слова: *линии: образование (физические условия): звезды солнечного типа*

REFERENCES

1. *R.Kurucz*, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993a, 13.
2. *R.Kurucz*, SYNTHE Spectrum Synthesis Programs and Line Data. Kurucz CD-ROM No. 18. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993b, 18.
3. *I.Hubeny*, *T.Lanz*, *Astrophys. J.*, **439**, 875, 1995.
4. *O.Cardona*, *Astrophysics*, **54**, 75, 2011a.
5. *O.Cardona*, *A.Flores*, *L.H.Rodrigues-Merino*, *Astrophysics*, **54**, 538, 2011b.
6. *P.Prugniel*, *C.Soubiran*, *Astron. Astrophys.*, **369**, 1048, 2001.
7. *P.Prugniel*, *C.Soubiran*, *M.Koleva*, *D. Le Borgne*, arXiv:astro-ph/0703658, 2007.
8. *R.L.Kurucz*, *I.Furenlid*, *J.Brault*, *L.Testerman*, National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico: National Solar Observatory, 1984.
9. *R.Glebocki*, *P.Gnacinski*, *VizieR Online Data Catalog*, 3244, 2005.
10. *G.Worthey*, *D.L.Ottaviani*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **111**, 377, 1997.
11. *G.Worthey*, *S.M.Faber*, *J.J.Gonzalez*, *D.Burstein*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **94**, 687, 1994.
12. *L.Crivellari*, *O.Cardona*, *E.Simonneau*, *Astrophysics*, **45**, 480, 2002.

DISTRIBUTION OF SOLAR FLARES WITH RESPECT TO ASSOCIATED CORONAL MASS EJECTION (CME) SPAN DURING 1996 TO 2012

B.BHATT, L.PRASAD, H.MATHPAL, R.MATHPAL

Received 12 April 2015

Accepted 24 June 2015

In the present study we have selected 131 events of the flare-CME accompanied with type II radio burst chosen during the period from 1996 to 2012. Statistical analysis are performed to examine the distribution of solar flares with respect to CME span and found that from 131 events only 49 lie under the CME span whereas 82 events are outside the CME span. Our analysis indicates that flare-CME accompanied with type II radio burst does not follow the CSHKP flare-CME model. Under the CME span 57% events occurred in the northern region and 43% events in the southern region whereas outside the CME span 51% events occurred in the northern region and 49% events in the southern region. The northern and southern hemispheres between 10 to 20° latitudinal belts are found to be more effective in producing events. We also found that under the CME span maximum number of events resided at the center and outside the CME span all the 82 events spread over in one particular side.

Key words: *solar flare: coronal mass ejection: type II radio burst*

1. Introduction. The solar flare is a localized explosive release of energy, high energetic particles and protons that appears as a sudden, short lived brightening of an area in the chromosphere. Flares are rarely visible in white light that is emitted at the photospheric level but visible in EUV and X-ray wavelengths, i.e. emitted at the chromospheric level they display enormous release of energy and produce structural changes [1].

CME is another type of energetic, dynamically evolving and huge phenomena occurred on the Sun. The association between solar flare and CME is studied by several authors [2-7]. The 2D magnetic reconnection model of flare-CME is widely accepted that evolved from the concepts of Carmichael [8], Sturrock [9], Hirayama [10], Kopp and Pneuman [11], called the CSHKP model. Solar flares occur near the centre of the CME span [12]. A variety of earlier studies examined the flare positions with respect to the CME span [13-16] using different parameters. Harrison [13] analyzed the data of 48 flare-CME events and found that many flares occurred near one leg of the associated CMEs. His results do not follow the CSHKP flare-CME model. Similarly Kahler et al. [16] examined 35 events and concluded that maximum number of flare positions did not lie at the center or near one leg of the CME span. These results also do not follow the CSHKP flare-CME model. 498 events

are analyzed by Yashiro et al. [12] from 1996 to 2005 and found that the most frequent site of solar flare is at the center of the CME span. They analyzed 303 events of M-class flares and found that almost 74% M-class flare lie under the CME span for the main CME body and they also analyzed 271 events of M-class flares for whole CME body and found that almost 89% M-class flare lie under the CME span. Yashiro et al. [17] added two year 2006 and 2007 and again found that most of the solar flares lie under the center of CME span.

The intense radio bursts on meter waves with duration of few minutes became progressively delayed as the frequency is decreased [18]. A number of slowly drifting bursts are recorded in [19] and named them as type II metric radio burst. Magneto-hydrodynamic (MHD) shocks are responsible for type II bursts [20]. CMEs associated with DH type II radio burst are wider and show faster speed [21]. Shanmugaraju et al. [22] analyzed 137 limb ejections and found that only 15% are as type II radio burst. They also found that a close temporal relationship is existed between the starting time of type II radio burst, the hard X-ray flare peak, and the ejection time. Shanmugaraju et al. [23] found that CMEs speed are dependent on longitude (caused by projection effect) and latitude (caused by solar cycle) during 1997-2005.

For this study we have examined those of the flare-CME events which are accompanied with type II radio burst. Statistical analyses are performed to investigate the flare positions with respect to associated CME span during the period 1996 to 2012.

2. Data Analysis and Identification Method. For the present study we have chosen the data from the given website http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/radio/waves_type2.html. This website provide the type II bursts data observed by the Radio and Plasma Wave (WAVES) experiment on board the Wind spacecraft and the associated CMEs observed by the Solar and Heliospheric Observatory (SOHO) mission. The type II burst catalog is derived from the Wind/WAVES catalog available at <http://lep694.gsfc.nasa.gov/waves/waves.html> by adding a few missing events. The CME sources (flare position and classes) are also listed, as derived from the Solar Geophysical Data listing or from inner coronal images such as Yohkoh/Soft X-ray Telescope (SXT) and SOHO/Extreme ultraviolet Imaging Telescope (EIT). After executing those solar flares whose position angle and class is not given we found total 131 events during 1996 to 2012. To investigate the flare position with respect to the CME span using the following formula

$$r_3 = \frac{\theta_F - \theta_3}{0.5\omega_3}, \quad (1)$$

where r_3 is the flare position under the CME span, θ_F is position angle of

flare, θ_3 is central position angle (CPA) of CME and ω_3 is angular span of CME. If $r_3 = \pm 1$ it indicates that solar flare is located at either leg of CME frontal structure and $r_3 = 0$ indicates that the flare is located at the center of the CME span [17]. To determine the position angle of flares we used the following formula

$$\theta_F = \text{tg}^{-1} \left(\frac{\sin \beta}{\text{tg} \gamma} \right), \quad (2)$$

where r_3 is flares heliographic longitude and γ is heliographic latitude.

Using the above formula we found that out of 131 events only 49 flares are under the CME span and 82 are out of the span, accompanied with type II radio burst. The selected 131 events with their complete features from the period 1996 to 2012 are given in Table 1. The first and second column of Table 1 represents the position coordinates and classes of solar flares. The source co-ordinates and classes of solar flares are also provided by the National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) website ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_FLARES/XRAY_FLARES. The third, fourth and fifth column of Table 1 are from the SOHO/LASCO catalogue provided by website http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list, represents central position angle (CPA), angular width (AW) and speed of CMEs, respectively. Sixth column of Table 1 represents position of solar flare under the CME span.

Table 1

THE SELECTED LIST OF 131 EVENTS WITH THEIR COMPLETE FEATURES FROM 1996 TO 2012

No.	Flare position	Class	CME (CPA)	CME (AW)	CME (Speed)	Flare position under the CME span (r_3)
1	2	3	4	5	6	7
1	S25E16	M1.3	74	79	312	-1.09905
2	N05W12	M1.3	263	165	296	-2.37359
3	S29E25	C1.4	133	155	712	-1.23455
4	S20W13	C8.6	240	109	227	-3.82169
5	S16W21	M4.2	233	122	352	-2.97811
6	N17E63	X2.6	98	91	441	-0.59206
7	N25W52	B9.4	278	73	191	-5.98945
8	S22W90	M1.4	284	165	1863	-2.61818
9	S10E90	C8.9	100	84	1184	-0.47619
10	S11W65	X2.7	309	190	1099	-2.43269
11	S14W89	M7.7	262	178	2331	-2.08991
12	N32W90	B6.6	208	301	830	-0.99668
13	N29W46	B7.9	268	139	801	-3.1024
14	N19W62	C7.5	175	268	878	-0.79332
15	N16E86	M1.4	123	177	1223	-0.55409
16	S22W90	M1.0	341	281	1484	-1.94306
17	N16W46	C2.9	265	59	206	-6.66893

Table 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7
18	S25E47	C4.4	116	169	661	-0.69256
19	S21W37	C5.9	264	196	559	-2.10746
20	N17W69	M3.9	289	150	2230	-2.8951
21	N38E90	C8.8	35	181	1569	0.187845
22	N22W44	C3.5	336	184	903	-3.00199
23	S26W14	X1.1	120	245	462	-0.76423
24	S36W24	C2.1	184	175	512	-1.76867
25	N17E38	M3.8	81	98	636	-0.35528
26	N08W39	M1.8	285	129	712	-3.21843
27	N26E52	X1.2	60	76	632	-0.04619
28	S20W58	M6.5	235	76	835	-4.42706
29	S22E77	M1.2	120	108	644	-0.97262
30	S17W87	M6.8	235	170	1404	-1.90614
31	S24W67	C7.8	257	165	1212	-2.33712
32	N16E60	M7.6	69	104	547	0.051539
33	N20W65	M1.8	298	116	1081	-3.96345
34	N22W72	M3.5	298	133	857	-3.47393
35	N26W72	M3.0	282	198	847	-2.21364
36	N16W55	M1.9	262	165	1617	-2.3187
37	N18E49	M5.7	67	289	1352	-0.00203
38	N19W61	M1.5	281	101	820	-4.2077
39	N14W56	M3.7	259	229	1230	-1.62217
40	N14W46	M5.1	283	70	766	-6.06048
41	N10W77	M7.4	271	170	1738	-2.25009
42	S14E05	C4.4	257	50	581	-9.50929
43	S20E60	C7.9	124	148	1198	-0.76751
44	S23W57	C1.6	276	176	928	-2.4187
45	N27W42	M6.7	297	81	819	-6.03181
46	N14E17	C7.3	154	60	300	-3.48189
47	N15E14	C5.6	46	66	340	-0.11886
48	N20W70	X1.1	270	80	992	-5.02932
49	N19W72	X20.	261	244	2505	-1.56478
50	S21E83	X1.2	108	292	1613	-0.26811
51	S21E68	M1.6	86	89	1065	-0.41551
52	N14W85	M8.4	283	205	1750	-2.02001
53	S20W85	X14.	245	167	1199	-2.09665
54	S17E00	M3.0	190	132	527	-2.87879
55	S26E41	M6.3	185	119	1090	-2.21224
56	N15E44	M3.0	82	76	351	-0.34455
57	S23E90	M2.5	127	207	1352	-0.57971
58	S21W49	M1.5	263	130	478	-3.07629
59	S13E15	C8.9	131	68	584	-2.43333
60	S14E04	M1.5	198	166	1009	-2.19722
61	N09W11	M1.5	306	207	446	-2.47048
62	N08W54	M7.1	281	212	1446	-1.89486
63	N16W79	M3.9	275	108	358	-3.72748
64	S20E24	C3.1	141	56	658	-3.31514
65	N15W14	M8.2	340	159	650	-3.74745
66	N19W57	C9.6	323	76	757	-6.71898

Table 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7
67	S16E77	C3.2	92	90	618	-0.40886
68	S25W64	C9.7	230	186	1246	-1.80023
69	N18E18	C3.7	49	161	1106	-0.06754
70	S19W90	M1.0	277	228	1423	-1.80702
71	N19W01	M1.8	14	188	1300	-0.11807
72	N21W17	M8.5	36	177	716	0.014631
73	S16W76	X1.0	259	138	1150	-2.68788
74	N09W54	M2.3	297	133	1309	-3.27935
75	N07W83	M2.4	293	162	1378	-2.59324
76	S10E43	M2.9	127	38	273	-2.71032
77	N13E45	M1.8	64	64	591	0.247447
78	S13E75	M2.2	107	264	1009	-0.23062
79	S07W54	C4.7	252	141	373	-2.42028
80	S12W37	M2.4	203	282	1670	-0.93938
81	S13W60	M1.8	212	93	1083	-2.94467
82	N23W42	M1.1	328	272	1071	-1.98816
83	N34W26	C1.7	315	105	733	-5.37104
84	S17W23	C2.4	205	267	1053	-1.14638
85	S15W46	X1.5	263	209	1601	-1.851
86	S10W57	M2.7	262	111	468	-3.31303
87	S15E44	X1.2	108	207	1371	-0.37771
88	N02W38	X1.2	270	171	1537	-2.14323
89	S12W60	M3.2	254	93	899	-3.82344
90	N10W83	X2.7	304	65	827	-6.89457
91	N08W77	X3.9	293	103	1420	-4.10112
92	N12E90	M1.4	49	217	1141	0.267281
93	S01E33	M4.2	72	242	1061	0.13359
94	S16E90	M4.5	95	197	1824	-0.2132
95	S14W70	C7.2	261	150	1393	-2.47813
96	N05E90	M5.8	88	166	1469	-0.03614
97	N02E82	M4.5	78	171	1581	0.116729
98	N06E75	M8.3	81	182	1822	0.030659
99	S19W08	C1.3	198	92	959	-3.82591
100	S14W47	C9.6	203	314	1645	-0.83965
101	N04W05	C4.1	209	100	874	-3.15482
102	N05W89	C8.4	259	197	1192	-1.76651
103	N11E19	C1.7	26	109	417	0.608453
104	N09E45	M1.6	91	239	918	-0.11402
105	N09E05	M3.6	351	214	1111	-3.011
106	N04E62	M2.3	71	140	774	0.20674
107	S05E90	C8.0	105	148	955	-0.27027
108	N13E32	M1.0	83	93	984	-0.35572
109	S10E08	C2.5	164	208	786	-1.20881
110	N07W06	B9.5	260	106	958	-4.14324
111	S08E67	C5.3	86	71	467	-0.13185
112	S08E81	C8.3	92	164	995	-0.12315
113	S13E78	M1.7	98	112	1103	-0.38
114	N08E09	B3.8	65	281	515	-0.12054
115	N18W88	C4.5	255	184	1471	-1.98924

Table 1 (Continued)

1	2	3	4	5	6	7
116	N12W87	C1.2	255	43	349	-8.2333
117	S20E04	M6.6	359	276	373	-2.52283
118	N15E87	M3.5	70	158	1186	0.063042
119	N10E18	M1.9	354	261	698	-2.25065
120	N16E88	C5.4	55	292	1318	0.130074
121	S19E72	C8.7	107	186	1407	-0.3968
122	N14W15	M1.4	288	268	712	-1.80545
123	N16W61	M3.5	305	237	1343	-1.96753
124	N11E47	M7.4	98	193	788	-0.23714
125	N05W79	M1.3	252	109	317	-3.06593
126	S22W26	M4.0	247	125	366	-3.19465
127	N10E90	C1.7	79	173	1220	0.011561
128	S12W46	M1.6	220	94	980	-3.11621
129	S17W74	M6.9	212	157	1495	-1.7789
130	S28W65	C9.9	255	176	958	-2.22044
131	S10E76	M1.3	83	243	496	0.027

3. *Result and Discussion.* In our study we have found only 131 events with their complete features during the period from 1996 to 2012. Using the equation 1 in 131 events we calculate that from 131 events only 49 events lay under their associated CME span whereas 82 events are outside the CME span. Our result does not follow the CSHKP flare-CME model which states that maximum flare sites are under the CME span. We are also disagreeing with Yshiro et al. [12,17]. They analyzed that maximum number of flares are resided under the CME span. From the above results we concluded that when

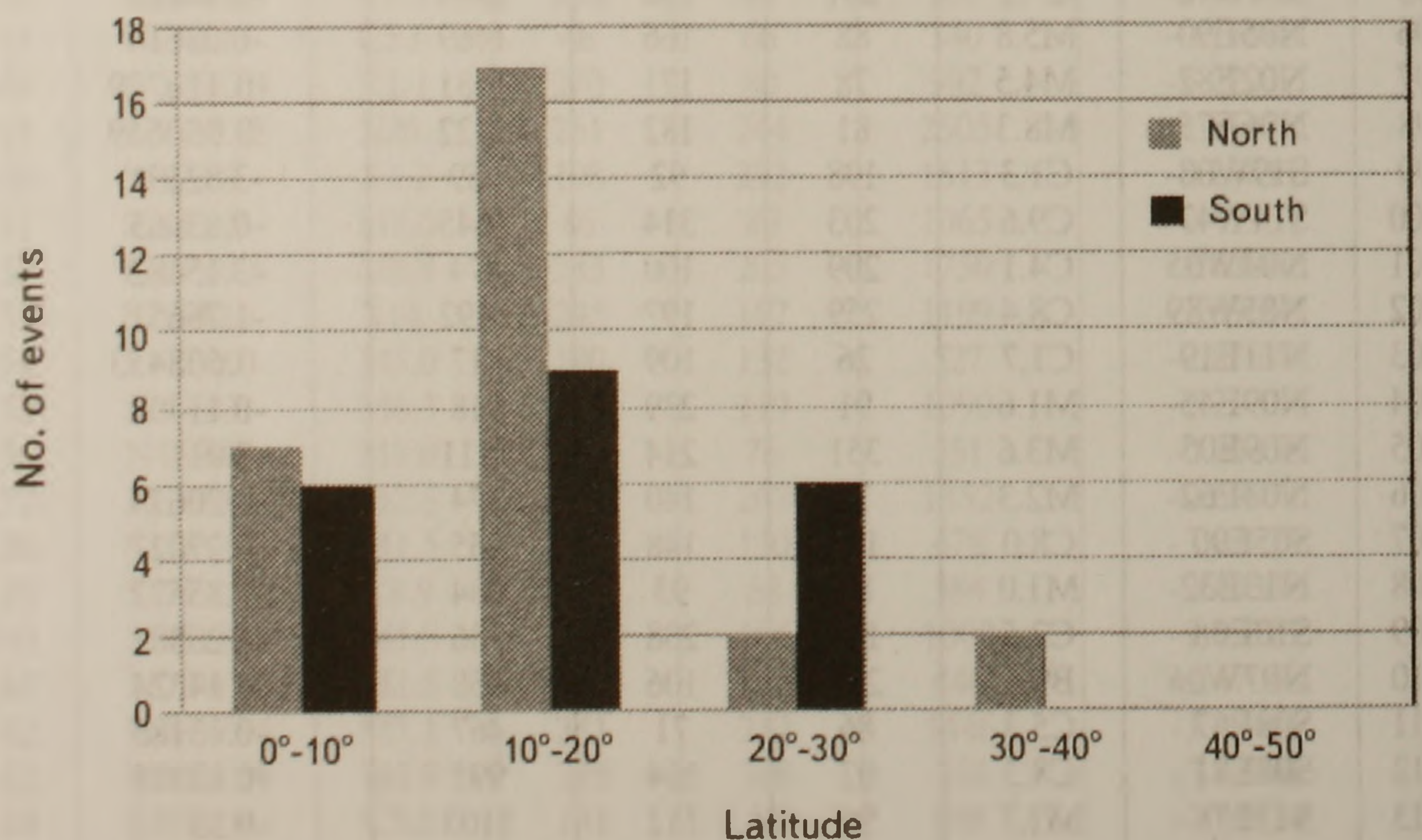


Fig.1. Distribution of solar flares under the CME span.

flare-CME is accompanied with type II radio burst, maximum flares are spread outside the CME span and they does not support the CSHKP flare-CME model. When we distribute those events according to their heliographic latitudes in both the cases we found that under and outside the CME span the latitudinal belts from 10 to 20° are more effective. The result shows that lower latitude is more effective for solar activity mostly in latitudinal belts from 10 to 20°. Fig.1 shows the latitudinal distribution of 49 events under the CME span, in the interval of 10° latitude during the period 1996 to 2012. We have found that 10 to 20° latitudinal belts are more effective than the other latitudes. The events in the northern region between 10 to 20° latitudes are dominated over the southern region.

Similarly, Fig.2 shows the latitudinal distribution of 82 events (outside CME span) in the interval of 10° latitude. Here we also found that 10 to 20° latitudinal belts are more effective than the other latitudes. The events in the southern region between 10 to 20° latitudes are dominated over the northern region. From the above results we conclude that flares occurred in the northern region have greater chance to lie under the CME span whereas flares occurred in the southern region have greater chance to spread outside the associated CME span. In many earlier studies it is found that lower latitude is more effective for solar activities than the upper latitudes [24-26].

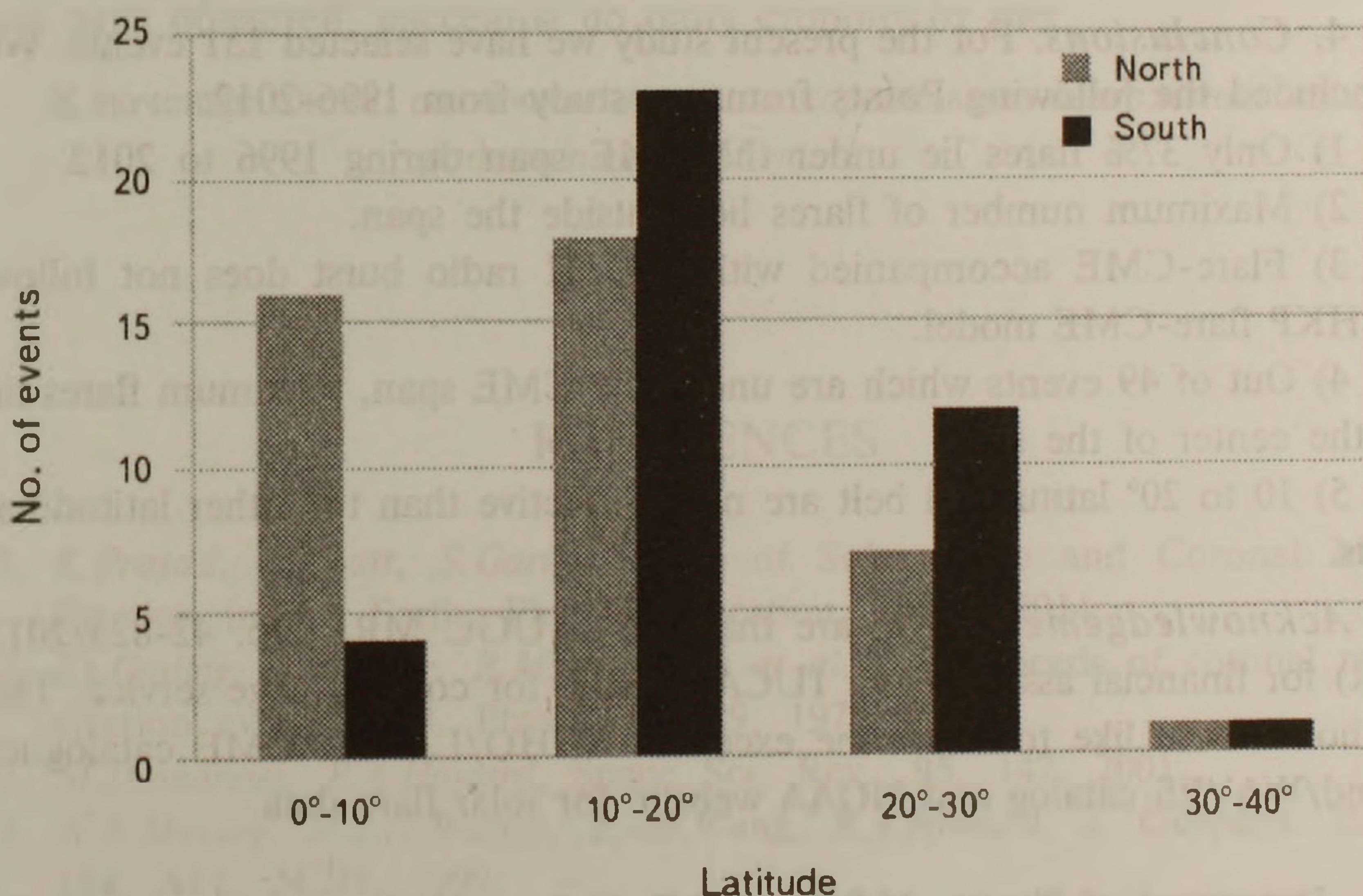


Fig.2. Distribution of solar flares outside the CME span.

Fig.3 shows the distribution of 49 flares resided under the CME span. We found that from of 131 only 37% flares lie under the CME span which is the contradiction with Yashiro et al. [12,17]. Our analysis show that under

the CME span, the maximum number of flares lie at the center ($r_3=0$) whereas other flares spread over the other position under the span. At this point we are agreeing with Yashiro et al. [12,17] which state that most frequent flare site is at the center of the CME span for C-class, M-class and X-class of flares.

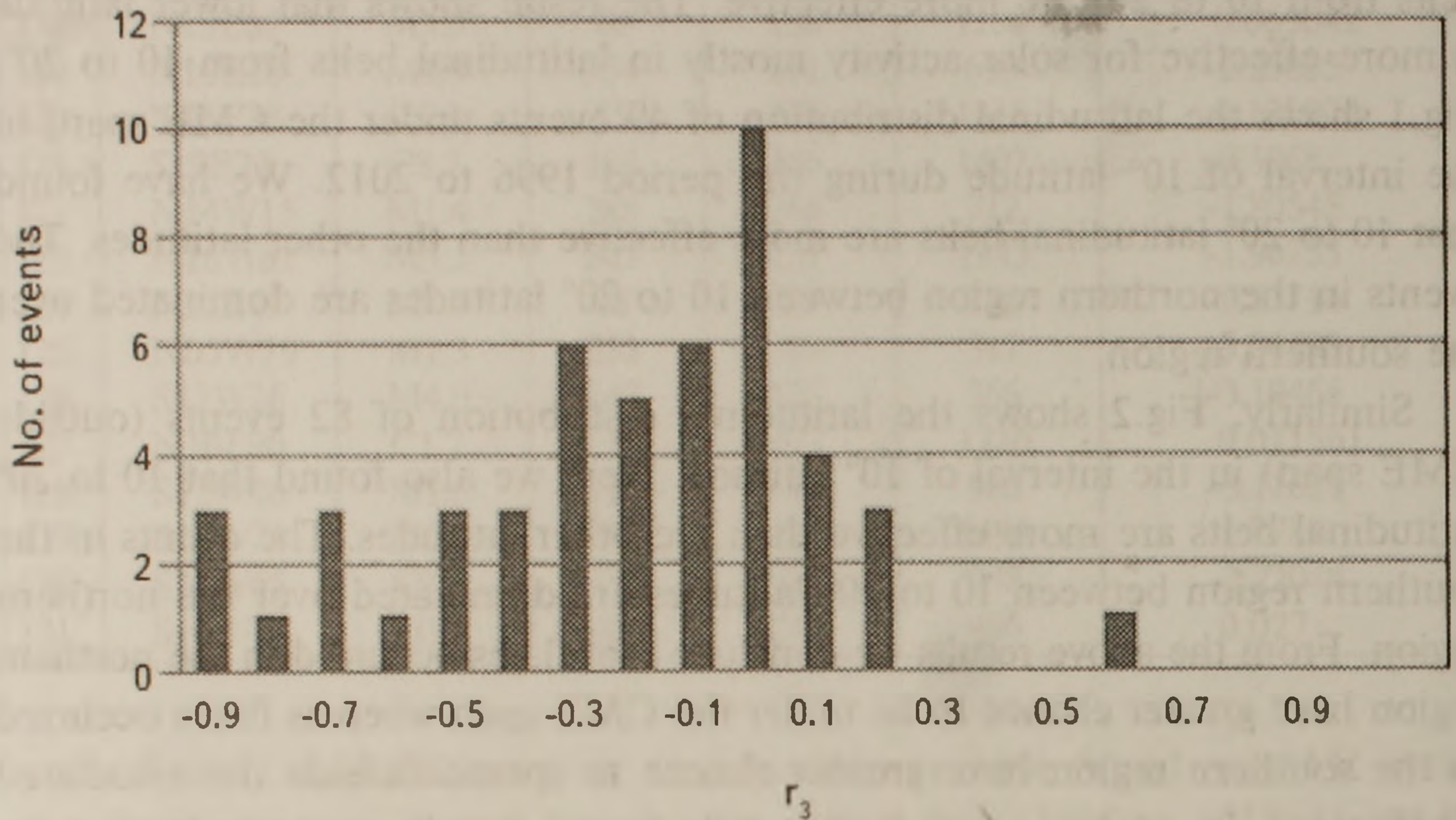


Fig.3. Distribution of solar flare under the CME span.

4. *Conclusions.* For the present study we have selected 131 events. We concluded the following Points from our study from 1996-2012:

- 1) Only 37% flares lie under the CME span during 1996 to 2012.
- 2) Maximum number of flares lies outside the span.
- 3) Flare-CME accompanied with type II radio burst does not follow CSHKP flare-CME model.
- 4) Out of 49 events which are under the CME span, maximum flares lie at the center of the span.
- 5) 10 to 20° latitudinal belt are more effective than the other latitudinal belts.

Acknowledgements. We are thankful to UGC MRP No. 42-825/2013 (SR) for financial assistance & IUCAA, Pune for content page service. The authors would like to thank the excellent SOHO/LASCO CME catalogue, Wind/WAVES catalog and NOAA website for solar flare data.

Department of Physics, M.B.Govt. P.G. College, Haldwani, Nainital-263139, India, e-mail: beenabhattach999@gmail.com lpverma40@gmail.com

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ОТНОШЕНИЮ К ОБЛАСТЯМ, ПОКРЫВАЕМЫМИ КОРОНАЛЬНЫМИ ИЗВЕРЖЕНИЯМИ МАСС (СМЕ) В ПЕРИОД ВРЕМЕНИ 1996-2012гг.

Б.БХАТ, Л.ПРАСАД, Х.МАТПАЛ, Р.МАТПАЛ

В данном исследовании мы выбрали 131 событие СМЕ-вспышек, сопровождаемых радиовспышками второго типа в период времени от 1996 до 2012гг. Проведен статистический анализ для рассмотрения распределения солнечных вспышек по отношению к областям, покрываемым СМЕ, и обнаружено, что только 49 из 131 события располагаются в областях СМЕ, в то время как 82 находятся вне этих областей. Наш анализ показал, что СМЕ-вспышки, сопровождаемые радиовспышками второго типа, не согласуются с CSHKP моделью для СМЕ-вспышек, 57% событий произошли в северной части области, покрываемой СМЕ, и 43% - в южной. Найдено, что наиболее эффективными для событий как в северном, так и в южном полушариях являются пояса с долготами между 10 и 20°. Мы также нашли, что внутри областей, покрываемых СМЕ, максимальное количество событий происходит в их середине, а 82 события, произошедшие вне этих областей, рассеяны по одну сторону от них.

Ключевые слова: *солнечные вспышки; корональные извержения масс; радиовспышки II типа*

REFERENCES

1. *L.Prasad, B.Bhatt, S.Garia*, Effect of Solar Flare and Coronal Mass Ejection in our Earth, *Physics Education*, **30**, 1, 2014.
2. *J.t.Gosling, E.Hildner, R.M.Macqueen et al.*, "The speeds of coronal mass ejection events", *Sol. Phys.*, **48**, 389, 1976.
3. *M.D.Andrews, R.A.Howard*, *Space Sci. Rev.*, **95**, 147, 2001.
4. *N.R.Sheeley, Jr.J.H.Watter, Y.-M.Wang, R.A.Howard*, *J. Geophys. Res.*, **104**, A11, 24739, 1999.
5. *O.C.St.Cyr, J.T.Burkepile, A.J.Hundhausen, A.R.Lecinski*, *J. Geophys. Res.*, **104**, A6, 12493, 1999.
6. *R.M.MacQueen, R.R.Fisher*, *Sol. Phys.*, **89**, 89, 1983.
7. *Y.-J.Moon, G.S.Choe, H.Wang et al.*, *Astrophys. J.*, **581**, 694, 2002.
8. *H.Carmichael*, *Proc. of AAS-NASA Symp. on the Physics of Solar Flares*, W.N.Hess (ed.), *NASA-SP*, **50**, 451, 1964.

9. *P.A.Sturrock*, *Nature*, **211**, 695, 1966.
10. *T.Hirayama*, *Sol. Phys.*, **34**, 323, 1974.
11. *R.A.Koop*, *G.W.Pneuman*, *Solar Phys.*, **50**, 85, 1976.
12. *S.Yashiro*, *G.Michalek*, *S.Akiyama*, *N.Gopalswamy*, *R.A.Howard*, *Astrophys. J.*, **673**, 1174, 2007.
13. *R.A.Harrison*, *Astron. Astrophys.*, **162**, 283, 1986.
14. *R.A.Harrison*, *Adv. Space Res.*, **11**, 25, 1991.
15. *R.A.Harrison*, *Astron. Astrophys.*, **304**, 585, 1995.
16. *S.W.Kahler*, *N.R.Sheeley*, *M.Ligget*, *Astrophys. J.*, **344**, 1026, 1989.
17. *S.Yashiro*, *N.Gopalswamy*, *Universal Heliophysical Processes*, *Proceeding IAU Symposium*, No. 257, 2008.
18. *R.Payne-Scott*, *D.E.Yabsley*, *J.G.Bolton*, *Relative Times of Arrival of Bursts of Solar Noise on Different Radio Frequencies*, *Nature*, **160**, 256, 1947.
19. *J.P.Wild*, *L.L.McCready*, *Observations of the Spectrum of High-Intensity Solar Radiation at Metre Wavelengths. I. The Apparatus and Spectral Types of Solar Burst Observed*, *Aust. J. Sci. Res. A*, **3**, 387, 1950.
20. *Y.Uchida*, *On the Exciters of Type II and Type III Solar Radio Bursts*, *Pub. Astron.Soc. Japan*, **12**, 376, 1960.
21. *N.Gopalswamy*, *S.Yashiro*, *M.L.Kaiser*, *R.A.Howard*, *J.-L.Bougeret*, *Characteristics of coronal mass ejections assoiated with long-wavelength type II radio bursts*, *J. Geophys. Res.*, **106**, 29219, 2001b.
22. *A.Shanmugaraju*, *Y.-J.Moon*, *Y.-H.Kim et al.*, *Astron. Astrophys.*, **458**, 653, 2006.
23. *A.Shanmugaraju*, *Y.-J.Moon*, *K.-S.Cho*, *S.Umapathy*, *J. of the Korean Astron. Soc.*, **42**, 55, 2009.
24. *K.-J.Li*, *B.Schmieder*, *Q.-Sh.Li*, *A&AS*, **131**, 99, 1998.
25. *P.K.Shrivastava*, *Proc. 28th International Cosmic Ray Conference*, 3593-3596, *Universal Academy Press, Inc*, 2003.
26. *A.P.Mishra*, *B.N.Mishra*, *M.Gupta*, *V.K.Mishra*, *Indian J. of Radio & Space Phys.*, **37**, 237, 2008.

ДВИЖЕНИЕ ПЛАНЕТЫ В АТМОСФЕРЕ КРАСНОГО ГИГАНТА

М.И.ВОЛОБУЕВА, П.А.ТАРАКАНОВ

Поступила 1 июня 2015

Принята к печати 24 июня 2015

При достижении звездой, в процессе эволюции, стадии красного гиганта наиболее близкие к ней планеты оказываются внутри атмосферы гиганта. Построены численные газодинамические модели гиперзвукового обтекания планеты веществом атмосферы красного гиганта. Проведено сравнение полученных результатов с аналитическими моделями движения планеты в атмосфере звезды.

Ключевые слова: звезды: красные гиганты: внесолнечные планеты

1. Постановка задачи. По достижении звездой стадии красного гиганта планеты, находившиеся на околозвездных орбитах, могут оказаться внутри атмосферы гиганта. Оценки показывают, что снижение планеты внутрь атмосферы красного гиганта вследствие торможения незначительно, и планета может долгое время двигаться внутри атмосферы, создавая сильную ударную волну. В частности, в работе [1] механизм воздействия близкого спутника на атмосферу красного гиганта рассматривается в качестве возможного объяснения фотометрической и спектральной переменности мирид. Однако в этой работе была сделана лишь грубая оценка интенсивности излучения возмущенной области, а детальные расчеты газодинамических моделей излучающего газа в подобных условиях не производились.

Задачей данной работы является построение сравнительно более точной количественной модели взаимодействия планеты с атмосферой красного гиганта. Рассматривается газодинамическая модель гиперзвукового обтекания планеты веществом атмосферы звезды. Исследуется распределение макроскопических параметров возмущенного газа за головной ударной волной, для чего было проведено численное решение системы уравнений газовой динамики с учетом переноса излучения.

Поскольку построение полноценной газодинамической модели обтекания планеты потоком излучающего газа является довольно сложной задачей, возникает потребность в построении упрощенных моделей данного явления, которые позволили бы быстро получить количественные оценки возможных эффектов.

Такие оценки были сделаны в работе [2]. В частности, там указано, что явления, возникающие при движении планеты сквозь атмосферу красного гиганта, качественно должны быть подобны распространению ударной волны от метеорного тела в атмосфере Земли или от детонирующего цилиндрического заряда [3]. Скорость планеты значительно превышает скорость звука в атмосфере гиганта, т.е. движение является гиперзвуковым, что приводит к образованию сильной ударной волны.

2. Основные параметры модели. Исследуем задачу гиперзвукового обтекания затупленного тела невязким газом в предположении, что эффективность лучистого переноса энергии достаточно велика, что позволяет пренебречь конвективным переносом и теплопроводностью. Будем также считать, что в возмущенной области выполняется условие локального термодинамического равновесия. Данные предположения являются вполне оправданными при движении с большой скоростью [4,5].

Ввиду того, что размеры планеты малы по сравнению с размерами звездной оболочки, можно считать, что параметры невозмущенной внешней среды вдоль поверхности разрыва всюду постоянны, а движение планеты является прямолинейным. При расчете коэффициентов поглощения учитывались процессы ионизации (связанно-свободные переходы) и тормозного излучения (свободно-свободные переходы). При получении результатов считалось, что коэффициент отражения поверхности планеты равен нулю, а ее собственным излучением и излучением газовой среды вне ударного слоя можно пренебречь. Таким образом, расчет интенсивности излучения относится только к собственному излучению возмущенной области.

При выборе геометрической модели учитывались два обстоятельства.

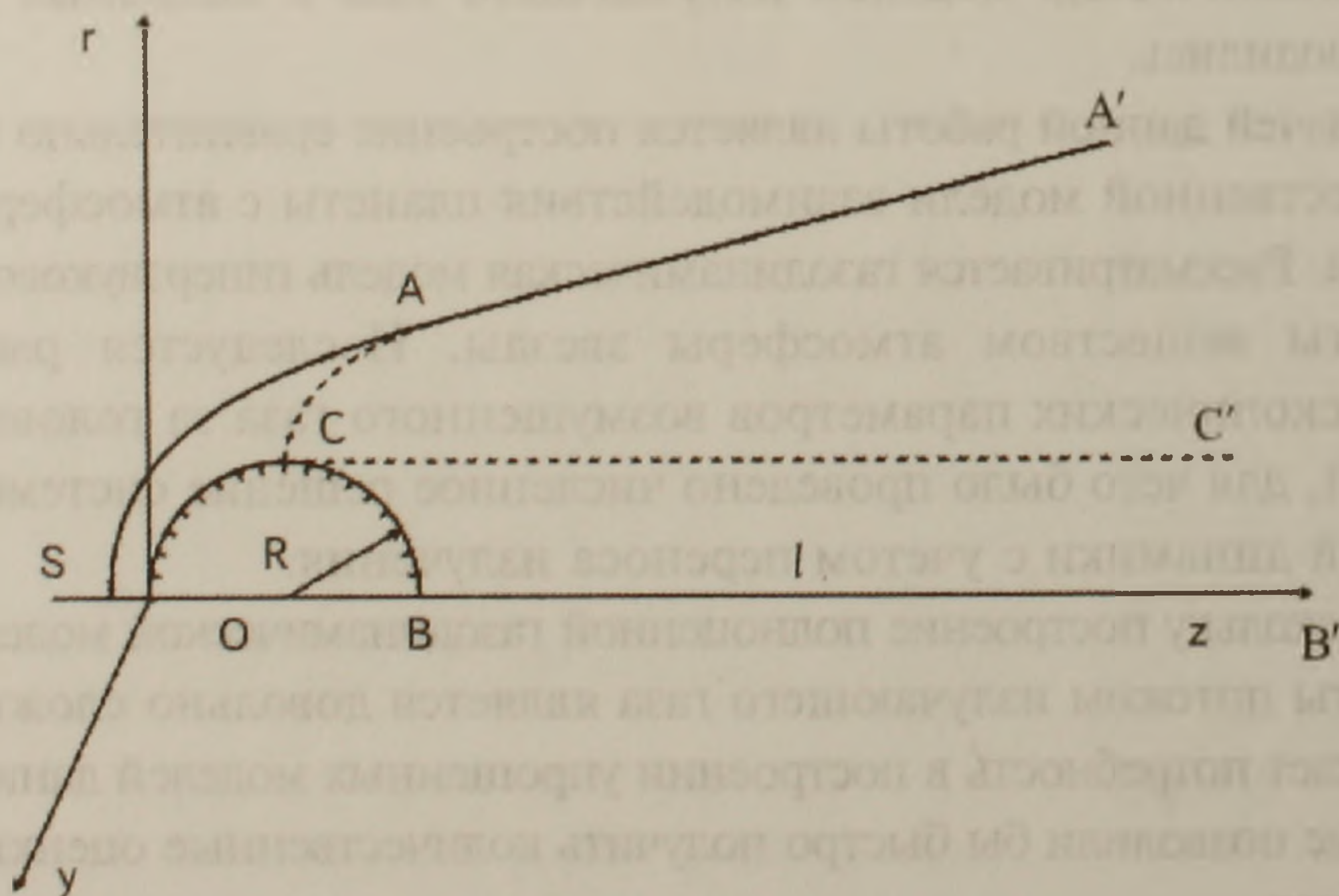


Рис.1. Модель течения около планеты.

С одной стороны, расчетная область возмущенного течения около планеты должна быть достаточно протяженной и включать область в "следе" планеты. С другой стороны, для приближенного вычисления распределения плотности, температуры, давления и других параметров газа за ударной волной высокая точность не требуется. Поэтому была выбрана простейшая модель возмущенного течения (рис.1), которая ранее показала хорошие результаты при расчетах ударных волн от метеорных тел в атмосфере Земли [4].

Планета считается сферической с радиусом R . Во избежание сложностей при расчете течения в следе за планетой, эта область заменяется непроницаемым цилиндром с радиусом R и образующей CC' . Таким образом, расчет течения сводится к решению задачи обтекания затупленного по сфере цилиндра (совместного решения задач обтекания сферы в области $ACOS$ и продольного обтекания цилиндра с головной ударной волной в области $A'ACC'$, с общей границей на линии AC). Во внутренней области цилиндра $B'BCC'$ параметры возмущенного газа в поперечных сечениях считаются постоянными и равными соответствующим значениям на границе CC' , полученным из решения в области $A'ACC'$.

3. *Вычислительная схема.* Система уравнений, описывающая движение равновесного излучающего газа без учета вязкости и теплопроводности, хорошо известна [6-8]. Она состоит из уравнений газовой динамики, дополненных уравнением состояния идеального газа и уравнением переноса излучения.

Эффективным методом решения рассматриваемой задачи является метод установления. Идея метода состоит в решении нестационарных уравнений и нахождении искомого стационарного течения как предела при больших значениях времени. Преимущество состоит в том, что при таком подходе решаются уравнения гиперболического типа, для которых сравнительно просто выполнить условия устойчивости.

Существуют многочисленные реализации идеи метода установления. Основное их различие состоит в способах аппроксимации уравнений во внутренних точках. Для детального исследования газодинамического обтекания тел, форма которых значительно отличается от сферической, особенно при наличии излома или резкого изменения направления образующей контура, удобно использовать метод установления на основе известной схемы Мак-Кормака [4,9].

Поскольку в данной задаче моделируется гиперзвуковое обтекание затупленного по сфере цилиндра, для решения двумерных газодинамических уравнений удобно использовать криволинейную систему координат, связанную с образующей контура (рис.2). Ось Ox направлена вдоль образующей, ось Oy - по нормали к ней. Также для вспомогательных целей

вводится цилиндрическая система координат Ozr с началом в критической точке.

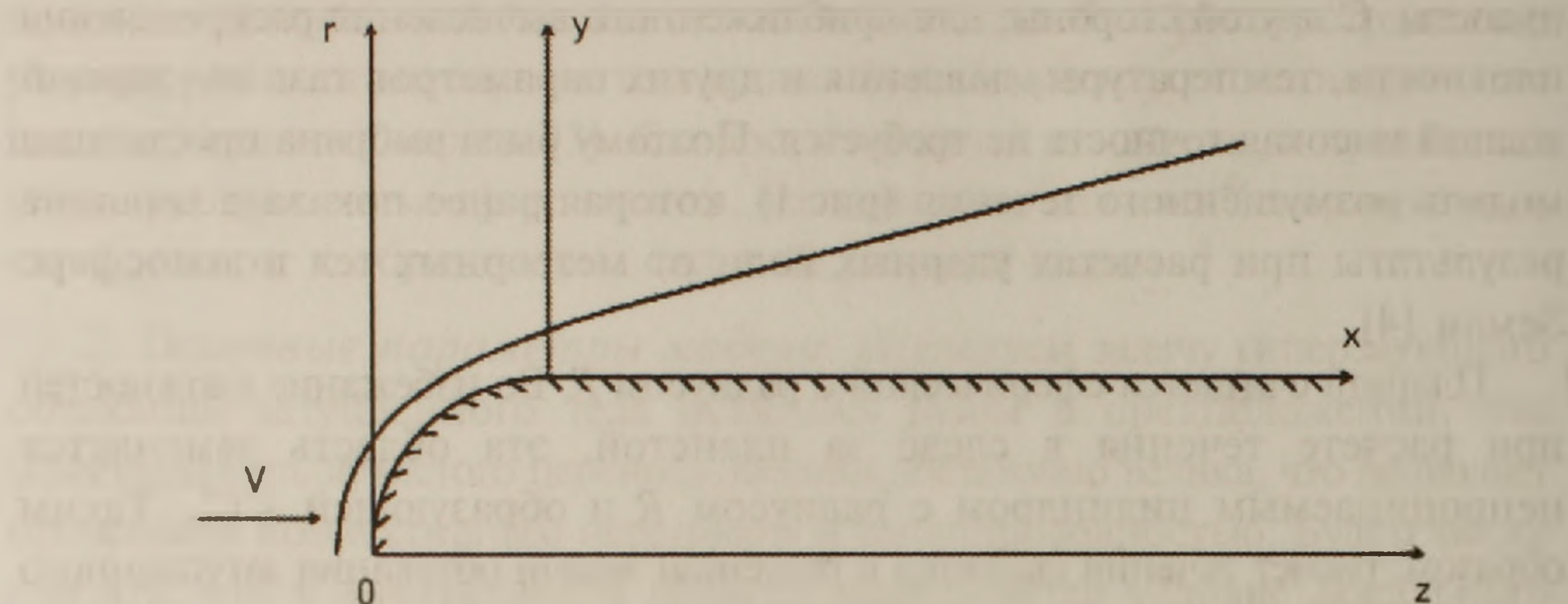


Рис.2. Используемая система координат.

Уравнение образующей тела удобно задать в системе Ozr в параметрической форме, где параметром служит длина образующей:

$$z_w = z_w(x), \quad r_w = r_w(x). \quad (1)$$

Система уравнений газовой динамики излучающего газа для рассматриваемой задачи записывается следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \mathbf{w} = 0, \quad (2)$$

где вектор-функции $\mathbf{A}$, $\mathbf{F}$, $\mathbf{G}$ и $\mathbf{w}$ имеют вид

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \rho H_1 \\ \rho H_1 u \\ \rho H_1 v \\ \rho H_1 \left(\alpha - \frac{p}{\rho} \right) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u v \\ \rho u \alpha \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho H_1 v \\ \rho H_1 u v \\ \rho H_1 \left(v^2 + \frac{p}{\rho} \right) \\ \rho H_1 v \alpha \end{pmatrix}, \quad \mathbf{w} = \begin{pmatrix} w_0 \\ w_0 u + \frac{\rho u v}{R} \\ w_0 - \frac{\rho u^2 + p}{R} \\ w_0 \alpha + \frac{1}{r} \frac{\partial (q_y r H_1)}{\partial y} \end{pmatrix}$$

и

$$H_1 = 1 + \frac{y}{R(x)}, \quad \alpha = \frac{u^2 + v^2}{2} + h, \quad w_0 = \rho u \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial x} + \rho v H_1 \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial y}.$$

Здесь ρ - плотность газа, p - давление, h - энтальпия, q_y - проекция вектора потока излучения на ось Oy , u и v - проекции скорости на оси Ox и Oy соответственно, $R(x)$ - радиус кривизны.

Замыкается система связью между термодинамическими переменными ρ , p , h . В простейшем случае одноатомного идеального газа эта связь имеет вид:

$$\rho = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{p \mu}{h}, \quad (3)$$

где μ - молярная масса, $\gamma = 5/3$ - показатель адиабаты.

Расчетная область ограничена поверхностью тела, осью симметрии и ударной волной. Для удобства расчетная область отображается на прямоугольник путем замены переменных

$$\xi = x, \quad \eta = \frac{y}{s(x, t)}, \quad (4)$$

где $s(x, t)$ - форма ударной волны, изменяющаяся в процессе установления решения во времени.

В качестве численной схемы используется схема Мак-Кормака [9]. На первом шаге (предикторе) вычисляются предварительные значения параметров:

$$A_{ij}^{k+1/2} = A_{ij}^k - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{ij}^k - F_{i-1,j}^k) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (G_{ij}^k - G_{i,j-1}^k) - \omega_{ij}^k \Delta t, \quad (5)$$

На следующем шаге (корректоре) значения уточняются:

$$A_{ij}^{k+1} = \frac{1}{2} \left[A_{ij}^k + A_{ij}^{k+1/2} - \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{i+1,j}^{k+1/2} - F_{ij}^{k+1/2}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (G_{ij+1}^{k+1/2} - G_{ij}^{k+1/2}) - \omega_{ij}^{k+1/2} \Delta t \right]. \quad (6)$$

На границах в формулах (5), (6) применяются соответствующие одно-сторонние разности.

Для выбора шага по времени используется критерий устойчивости Куранта-Фридрихса-Леви:

$$\Delta t = \min_{(x, \eta)} \left[\frac{\Delta x \Delta \eta}{|u| \Delta x + |v| \Delta \eta + a \sqrt{\Delta x^2 + \Delta \eta^2}} \right]. \quad (7)$$

Общая схема расчета состоит в следующем. Задаются начальное положение ударной волны и начальное поле термодинамических параметров в возмущенной области. В качестве начальных использовались как результаты аналитических оценок из работы [2], так и другие наборы данных. Конечно, удачное задание начальных величин уменьшает длительность вычислений.

Затем в процессе расчета необходимо корректировать положение ударной волны. Пользуясь значениями термодинамических параметров на предыдущем шаге по времени, можно определить скорость ударной волны

χ из условий сохранения массы и импульса, после чего новое положение ударной волны $s(r, t)$ определяется путем решения уравнения

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \chi(n_{sz}n_{wz} + n_{sr}n_{wr}) \quad (8)$$

с использованием одномерного варианта схемы Мак-Кормака. Здесь величины с индексами z и r - компоненты вектора нормали

$$\mathbf{n} = (n_z, n_r) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{dz}{dx}\right)^2 + \left(\frac{dr}{dx}\right)^2}} \left(-\frac{dr}{dx}, \frac{dz}{dx} \right), \quad (9)$$

а индексы s и w относятся к образующим ударной волны и тела, соответственно, уравнения которых заданы формулами типа (1).

Разностные формулы имеют следующий вид. Предиктор:

$$s_i^{k+1/2} = s_i^k + \left(\frac{\partial s}{\partial t} \right)^k \Delta t, \quad (10)$$

и корректор:

$$s_i^{k+1} = \frac{1}{2} \left[s_i^k + s_i^{k+1/2} + \left(\frac{\partial s}{\partial t} \right)^{k+1/2} \Delta t \right]. \quad (11)$$

Значения параметров на границе, полученные из схемы Мак-Кормака, заменяются соответствующими значениями, найденными из граничных условий с использованием вычисленной ранее скорости ударной волны χ .

Уравнение переноса излучения и выражение для вектора потока излучения $\mathbf{q}$ в общем виде имеют вид:

$$\Omega \cdot \nabla I_\nu = \kappa_\nu [B_\nu(T) - I_\nu], \quad (12)$$

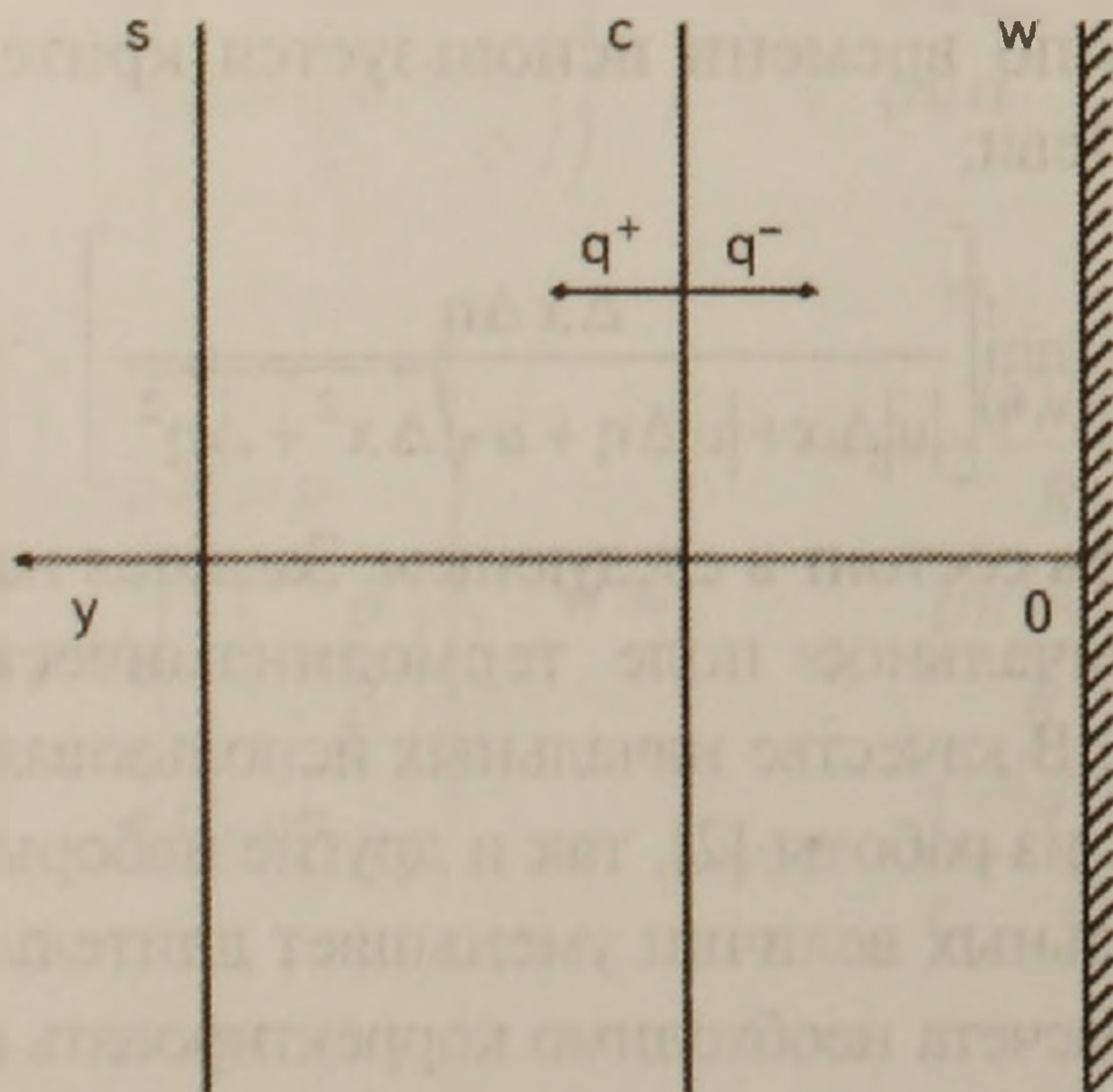


Рис.3. Схема ударного слоя для расчета излучения.

$$q = \int_0^\infty \int_\Omega \Omega I_\nu(\Omega) d\Omega d\nu, \quad (13)$$

где I_ν - интенсивность излучения, $B_\nu(T)$ - функция Планка, κ_ν - коэффициент поглощения.

Для расчета вклада излучения применяется приближение плоского слоя (рис.3). Предполагается, что параметры меняются только в поперечном по отношению к слою направлении, что значительно упрощает расчеты.

С учетом предположений об отсутствии излучения газа в невозмущенной среде и излучения от планеты, выражение для потока выглядит следующим образом:

$$q_\nu(\tau) = \int_0^\tau B_\nu(\tau') E_2(\tau - \tau') d\tau' + \int_{\tau_w}^\tau B_\nu(\tau') E_2(\tau' - \tau) d\tau', \quad (14)$$

где функция $E_2(\tau)$ - интегральная экспонента, τ - оптическая толщина:

$$\tau = \int_0^l \kappa_\nu d\xi. \quad (15)$$

Для определения суммарного потока производится интегрирование по всему диапазону частот, после чего вклад излучения в уравнение энергии в приближении плоского слоя вычисляется по формуле:

$$\nabla q = \frac{dq}{dl}. \quad (16)$$

4. Граничные условия. Необходимо поставить граничные условия на ударной волне и на поверхности планеты. На ударной волне используются обычные условия Гюгонио [8]. Так как предполагается, что газ перед ударной волной не излучает и не поглощает, то всеми эффектами, связанными с опережающим излучением, пренебрежем.

Тогда условия могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{cases} \rho_\infty v_{n\infty} = \rho_s v_{ns} \\ v_{t\infty} = v_{ts} \\ p_\infty + \rho_\infty v_{n\infty}^2 = p_s + \rho_s v_{ns}^2, \\ h_\infty + \frac{v_{n\infty}^2}{2} = h_s + \frac{v_{ns}^2}{2} \\ I_{\nu s}^+ = 0 \end{cases} \quad (17)$$

где нижний индекс s относится к параметрам непосредственно за ударной волной, индекс ∞ - в однородном набегающем потоке. Верхний индекс $+$ означает, что рассматривается излучение внешней невозмущенной среды.

На поверхности планеты выполняется условие непротекания. Процесс

разрушения поверхности также не учитывается. Таким образом, последнее граничное условие имеет вид:

$$\mathbf{v}_w \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (18)$$

где нижний индекс w обозначает параметры на границе с обтекаемым телом, $\mathbf{n}$ - вектор нормали к поверхности планеты.

5. *Результаты моделирования.* Ниже приведены результаты численного газодинамического моделирования обтекания планеты потоком излучающего газа. Расчет производился для девяти различных наборов параметров, указанных в табл.1 (Результаты для $V_{pl} = 25$ км/с представлены на рис.4).

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

№ модели	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Радиус планеты R, R_{Jup}	1.0	1.5	2.2	1.0	1.5	2.2	1.0	1.5	2.2
Скорость планеты $V_{pl}, \text{ км/с}$	25	25	25	30	30	30	40	40	40

В качестве параметров газа в невозмущенной области были взяты характерные значения для атмосферы красного гиганта: температура $T_\infty = 2000$ К, плотность газа на расстоянии планеты $\rho_\infty = 10^{-12}$ г/см³.

Сравнение результатов расчета положений фронта ударной волны (рис.5) с данными, полученными в работе [2], говорит о том, что упрощенные оценки геометрии ударной волны могут внести существенные ошибки в расчет интенсивности излучения. Согласно работе [2], уравнение фронта в координатах (r, z) может быть записано в виде:

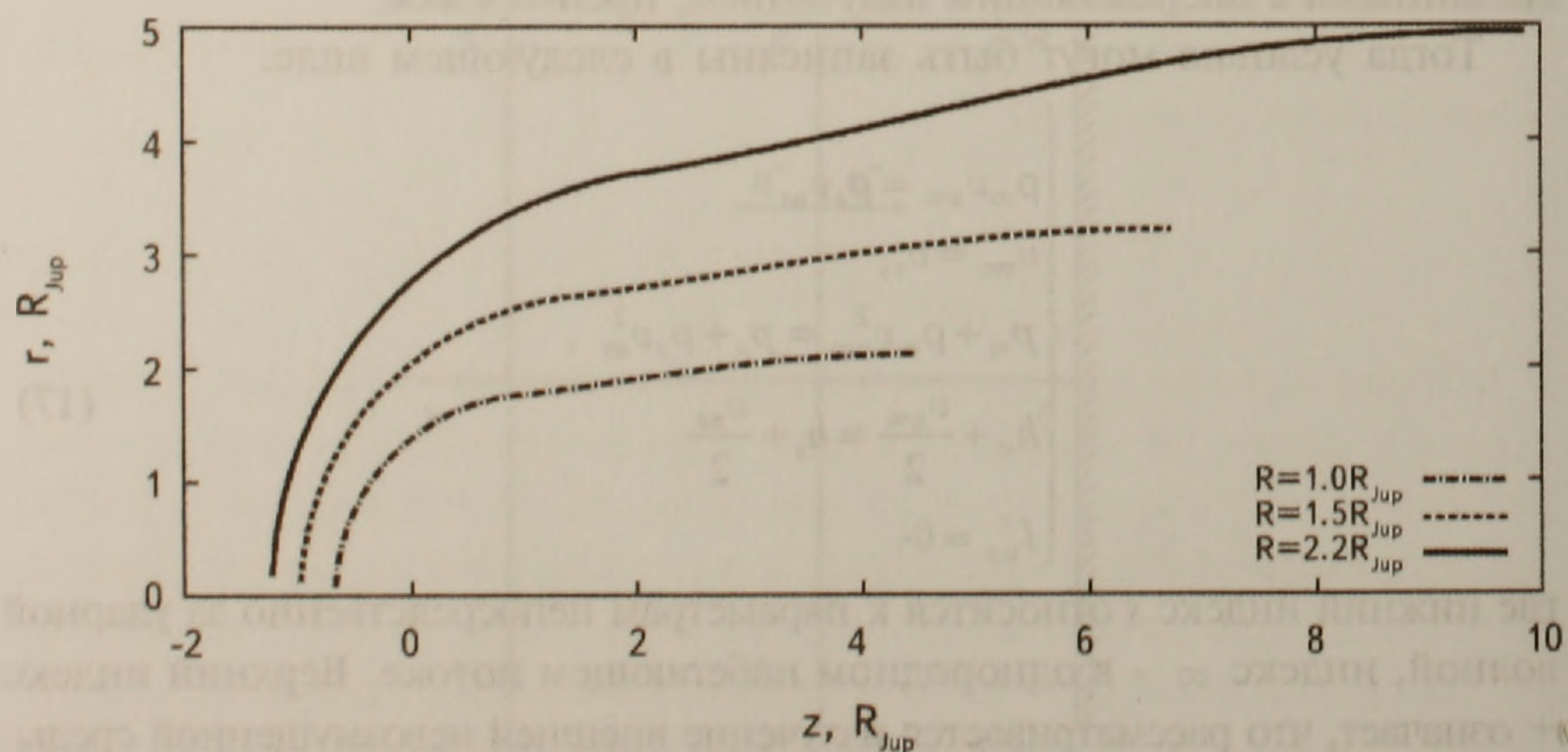


Рис.4. Зависимость положения фронта от размеров планеты. Результаты представлены для $V_{pl} = 25$ км/с (модели №1-3).

$$\frac{r}{d_{pl}} = \left(\frac{\pi}{4} \right)^{1/4} \left(\frac{z}{d_{pl}} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

где d_{pl} - диаметр планеты. Выражение (19) дает завышенные значения для радиуса ударного фронта на больших расстояниях от планеты, в то время как наиболее яркая и горячая лобовая часть ударного слоя никак не учитывается, что должно приводить к сравнительной недооценке эффектов, возникающих при движении планеты в атмосфере красного гиганта.

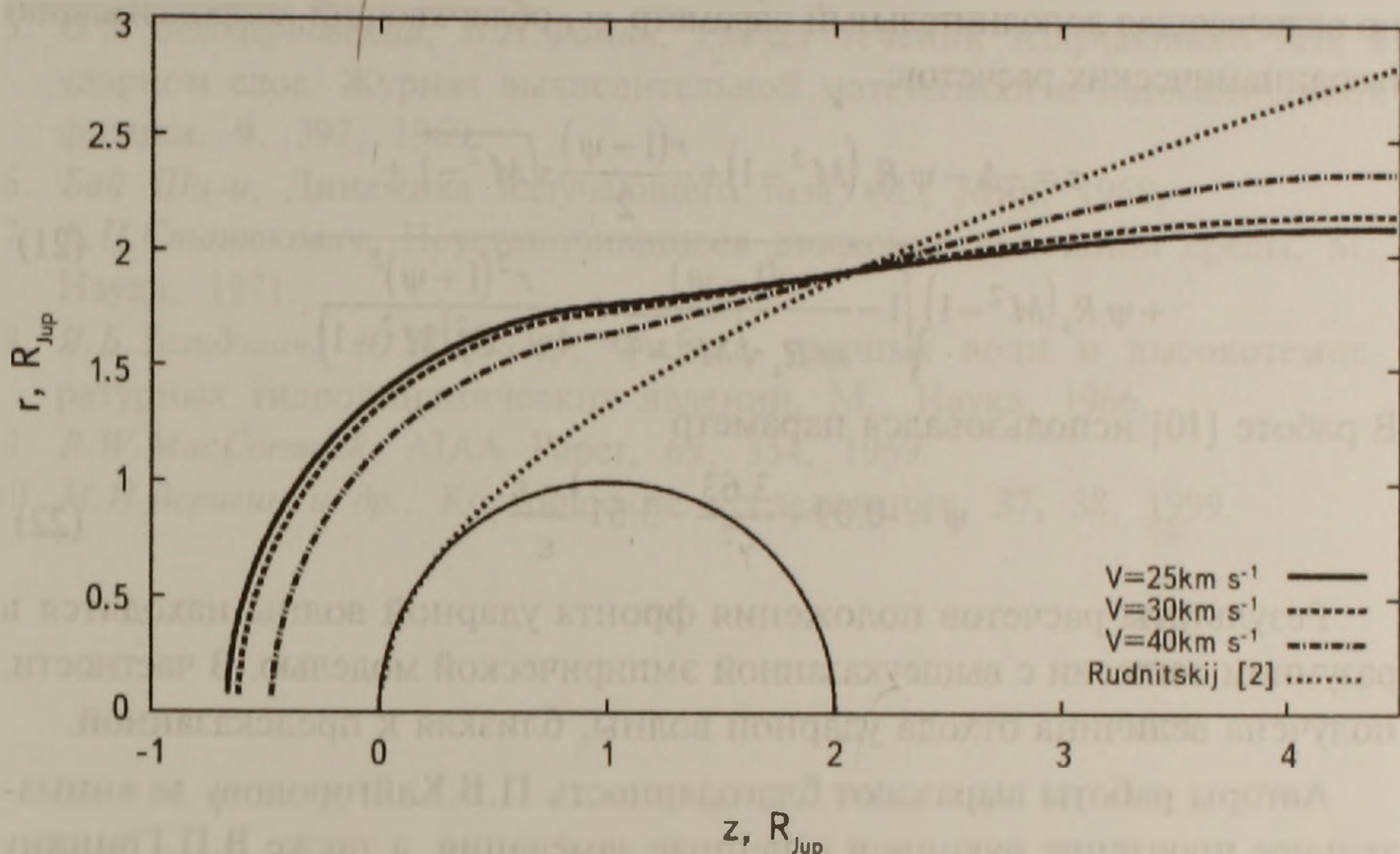


Рис.5. Зависимость положения фронта от скорости планеты. Результаты представлены для $R_{pl} = R_{Jup}$ (модели №1, 4, 7). Также отмечено положение фронта, указанное в работе [2].

Полученные результаты неплохо согласуются с полуэмпирическими количественными моделями околопланетных ударных волн, образующихся при обтекании солнечным ветром магнитосфер планет Солнечной системы. Согласно работе [10], в качестве нулевого приближения околопланетная ударная волна в цилиндрической системе координат (r, z) может быть описана гиперболической кривой:

$$z = -\Delta - R_s(M^2 - 1) + R_s(M^2 - 1) \sqrt{1 + \frac{r^2}{R_s^2(M^2 - 1)}}, \quad (20)$$

где Δ - минимальное расстояние (в критической точке) от поверхности планеты до ударной волны, R_s - радиус кривизны ударной волны, M - число Маха. Приближенные значения параметров Δ и R_s можно найти по формулам:

$$\frac{\Delta}{R} = \frac{\xi}{1.87 + 0.86\xi^{-3/5}}, \quad \frac{R_s}{R} = \left(\frac{1.058 + \xi}{1.067} \right)^{5/3},$$

$$\xi = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon}, \quad \varepsilon = \frac{(\gamma - 1)M^2 + 2}{(\gamma + 1)M^2}.$$

Здесь R - радиус планеты, γ - показатель адиабаты.

Следующим приближением для определения формы ударной волны может служить кривая, сохраняющая полезные свойства гиперболы (20), но включающая дополнительный параметр ψ , облегчающий аппроксимацию газодинамических расчетов:

$$z = -\Delta - \psi R_s (M^2 - 1) + \frac{r(1 - \psi)}{2} \sqrt{M^2 - 1} + \\ + \psi R_s (M^2 - 1) \sqrt{1 - \frac{r(1 - \psi)}{\psi R_s \sqrt{M^2 - 1}} + \frac{r^2(1 + \psi)^2}{4\psi^2 R_s^2 (M^2 - 1)}}. \quad (21)$$

В работе [10] использовался параметр

$$\psi = -0.09 + \frac{3.63}{\gamma^2} - 3.51 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}. \quad (22)$$

Результаты расчетов положения фронта ударной волны находятся в разумном согласии с вышеуказанной эмпирической моделью. В частности, получена величина отхода ударной волны, близкая к предсказанной.

Авторы работы выражают благодарность П.В.Кайгородову за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания, а также В.П.Гринину за помощь при подготовке статьи.

Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия, e-mail: peter@astro.spbu.ru

PLANET MOTION IN A RED GIANT STAR ATMOSPHERE

M.I.VOLOBUEVA, P.A.TARAKANOV

When a star enters the red giant stage of its evolution, the closer planets will be embedded within the star's atmosphere. Numerical gas-dynamic models of hypersonic radiative gas flow around a planet are constructed. Results are compared with analytical shock wave model.

Key words: *stars:red giant stars:extrasolar planets*

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.M.Rudnitskij*, The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research, ASP Conference Series, **203**, 384, 2000.
2. *G.M.Rudnitskij*, Publ. Astron. Soc. Aust., **19**, 499, 2002.
3. *М.А.Цикулин*, Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел, М., Наука, 1969.
4. *В.П.Стулов, В.Н.Мирский, А.И.Вислый*, Аэродинамика болидов, М., Физматлит, 1995.
5. *О.М.Белоцерковский, В.Н.Фомин*, Расчет течений излучающего газа в ударном слое. Журнал вычислительной математики и математической физики, **9**, 397, 1969.
6. *Бай Ши-и*, Динамика излучающего газа, М., Мир, 1968.
7. *К.П.Станюкович*, Неустановившиеся движения сплошной среды, М., Наука, 1971.
8. *Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Наука, 1966.
9. *R.W.MacCormack*, AIAA Paper, **69**, 354, 1969.
10. *М.И.Веригин и др.*, Космические исследования, **37**, 38, 1999.

CONTENTS

New radial velocities for dwarf galaxies in the local volume	
<i>I.D.Karachentsev, M.E.Sharina, D.I.Makarov, 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, 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
Physical conditions in regions of line formation of solar type stars	
<i>L.H.Rodriguez-Merino, O.Cardona, A.Flores</i>	439
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>	455
Planet motion in a red giant star atmosphere	
<i>M.I.Volobueva, P.A.Tarakanov</i>	465

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В LDN 1667

А.Л.Гюльбудагян 413

ГОРЯЧИЕ СТРАННЫЕ ЗВЕЗДЫ. IV. ДЕФЕКТ МАССЫ И
УСТОЙЧИВОСТЬ

Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян 421

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ СТАЦИОНАРНОГО ГРАВИТА-
ЦИОННОГО ПОЛЯ

Р.М.Авакян, Г.Г.Арутюнян, С.В.Сушков 431

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ
ЛИНИЙ ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

Л.Родригез-Мерино, О.Кардона, А.Флорес 439

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ОТНОШЕ-
НИЮ К ОБЛАСТЯМ, ПОКРЫВАЕМЫМИ КОРОНАЛЬНЫМИ
ИЗВЕРЖЕНИЯМИ МАСС (СМЕ) В ПЕРИОД ВРЕМЕНИ
1996-2012гг.

Б.Бхат, Л.Прасад, Х.Матпал, Р.Матпал 455

ДВИЖЕНИЕ ПЛАНЕТЫ В АТМОСФЕРЕ КРАСНОГО ГИГАНТА

М.И.Волобуева, П.А.Тараканов 465