ISSN - 0571 - 1712

ЦИЅՂЦՖԻՉԻԿЦ АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

ЭНЕРГЕТИКА ЯДЕР ГАЛАКТИК	
Г.С.Саакян	483
ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ЯДРА В НЕЙТРОН- НЫХ ЗВЕЗЛАХ	
Д.М.Седракян , К.М.Шахабасян, Ю.М.Брук	497
О МОМЕНТЕ ИНЕРЦИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. II. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПОПРАВКИ	
Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян	507
о струнной космологии с дилатонным потен- циалом. II	
А.А.Саарян	517
СПЕКТР МАСС СИСТЕМЫ НЕОДНОРОДНЫХ МЕЖГАЛАК- ТИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ	
А.С.Соколов	535
ROSAT - НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ПЛЕЯД. В.В.Амбарян, Л.В.Мирзоян, Р.Вихман, Дж. Краутер, Р. Нойхаузер	545
ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРА- ПЕЦИИ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ, ВЫВЕДЕН- НЫЕ ИЗ цирув ФОТОМЕТРИИ. I.	
Г.Н. Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили	559
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В-ЗВЕЗД В НАПРАВЛЕНИЯХ НЕКОТОРЫХ ЮЖНЫХ ЦЕФЕИД	
Р.Х. Оганесян	573

EPEBAH

Выходит с 1965 г. на русском и английском языках

Խմբագրական կոլնգիա՝ Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան, Վ.Գ.Գորբացկի (գլխ. խմբագրի տնղակալ), Վ.Պ.Գրինին, Վ.Վ.Իվանով, Ն.Ս. Կարդաշն, Ա.Հ.Համբարձումյան, Ա.Գ.Մասնիչ, Լ.Վ.Միրզոյան (գլխ. խմբագիր), Գ.Ս.Սահակյան, Վ.Յու.Տերեբիժ, Ա.Տ.Քալլօղլյան (պատ. բարտուղար):

Իմբագրական խորհուրդ՝ Ա.Ա.Բոյարչուկ, Ե.Կ.Խարաձն, Ի.Մ.Կոպիլով, Ա.ՀՀամբարձումյակ, Լ.Վ.Միրպոյան, Վ.Վ.Սորոլն (նախագահ)։

Редакционная коллегия: В.А.Амбарцумян, Г.С.Бисноватый-Коган, В.Г.Горбацкий (зам. главного редактора), В.П.Гринин, В.В.Иванов, А.Т.Каллоглян (ответ. секретарь), Н.С.Кардашев, А.Г.Масевич, Л.В.Мирзоян (главный редактор), Г.С.Свакян, В.Ю.Теребиж.

Редакционный совет: В.А.Амбарпумян, А.А.Боярчук, И.М.Копылов, Л.В.Мярзоян, В.В.Соболев (председатель), Е.К.Харадзе.

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

«ԱԱՏՂԱՖԻՁԻԿԱ-և գիտական հանդնս է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրա պնտության Գիտությունների Ազգային ակադնմիան։ Հանդնսը տպագրում է ինթնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ն միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաթաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նան աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով։ Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար։

Издание журнала частично финансируется спонсором СУРЕНОМ ФЕСЧЯНОМ (США).

Դանդեսի հրատարակությունը մասամբ ֆինանսավորում է հովանավոր ՍՈՐԵՆ ՖԵՍՉՅԱՆԸ (ԱՄՆ).

• Издательство НАН Республики Армения, Астрофизика, 1997.

АСТРОФИЗИКА

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.45-823

TOM 40

ЭНЕРГЕТИКА ЯДЕР ГАЛАКТИК

Г.С.СААКЯН

Поступила 9 июля 1997

В работе [2] разрабатывалась модель статистически равновесных компактных ядер нлактик. Было показано, что они преимущественно должны состоять из нейтропных звеза (пульсаров) и белых карликов. В рамках этого представления обсуждена проблема запасов энергни ядер галактик. Рассмотрен механизм превращения белого карлика в нейтронную звезду, обусловленный аккрецией межзвездного вещества. Это означает наличие в ядрах галактик запаса энергии порядка $5.10^{60}N_1$ эрг (N - число звезд в ядре). Показию, что ядра галактик являются мощными источниками жесткого g-излучения (мощность $L + 2.10^{4}$ m $N_4(W/50)^{107}$ эрг/с, где m-магнитный момент, а W-угловая скорость вращения нейтронной звезды), обусловленного изгибным излучением релятивистских потоков электронов. протекающих по каналам открытых магнитных силовых линий пульсаров. Рентісновское и ультрафиолетовое излучения обусловлены силхротронным излучением электронов инфракрасное) и ридио излучения обусловлены толков излектронов межзвездной среды ($L + 6.10^{4}N_4^{15}(S/R_{m})^{3}$ эрг/с, R-радиус ядер галактик). Получение электронов маянитных моментов пульсаров: m $* 3.4 \cdot 10^{-5}$ Lg P ¹⁰⁷, где P-перкод, Lg-светимость gизлучения пульсара.

1. Введение. В работе [1] развивалась идеология о том, что основная часть звезд (нейтронные звезды, белые карлики и обычные звезды) образовалась в ранней стадии расширения Вселенной, как только в космической сплошной среде сложились необходимые условия для их существования. Из этих звезд затем образовались ядра галактик, вокруг которых позже формировались и сами галактики. В работе [2] была разработана модель компактных ядер галактик. Было показано, что такие ядра галактик являются статистически равновесными системами. Далес, используя закон равнораспределения энергии по поступательным и вращательным степеням свободы звсзд, было показано, что за время релаксации системы основная часть обычных звезд должна распадаться под влиянием превалирующих центробежных сил, обусловленных их быстрым вращением. Поэтому ядра галактик должны состоять в основном из нейтронных звезд и белых карликов. Такое представление о природе ядер галактик накладывает определенный отпечаток на характер их внешних проявлений, обсуждению которых посвящена настоящая статья.

2. О запасах энергии ядер галактик. Вышеуказанное конкретное представление о ядрах галактик приводит к ряду важных последствий в вопросах их запасов энергии и электромагнитного излучения. Не только

1082 AP Shin Prantitor

Г.С.СААКЯН

активные, но и считавшиеся нормальными ядра галактик обладают значительными запасами внутренней энергии и являются мощными источниками излучения во всем диапазоне частот от радио до самых высоких. Гравитационная потенциальная энергия ядра галактики порядка

$$\vec{U} \approx -\frac{GN^2 M_s^2}{2R},$$

где *R*-радиус системы, *N*-число звезд в ней и *M*-средняя масса звезд. При незначительном сокращении радиуса выделяется огромная энсргия:

$$\frac{GN^2 M_s^2}{2R} \frac{\Delta R}{R} \approx 10^{66} \frac{5 N_8^2}{R_{ab}} \frac{\Delta R}{R}.$$
(1)

Выделение энергии в значительных количествах происходит в процессах превращения менее компактных небесных тел в болес компактные, например при коллапсе обычной звезды в нейтронную звезду. Но мы считаем, что в ядрах галактик число обычных звезд мало, поэтому рассмотрим сходный процесс, который, в принципе, может произойти с белыми карликами.

Обратимся к рис.1, представляющему график зависимости массы вырожденной звездной конфигурации от центрального давления $M(P_e)$.



Рис.1. Зависимость координатного ралиуса R (в км) и массы M/M, вырожденных звездных конфизураций от центрального давления P(0).

заимствованный из работ [3,4]. Кривая $M(P_0)$ состоит из четырех основных отрезков, представляющих конфигурации разной природы. Первый отрезок слева от точки А, соответствующий центральным давлениям $P_0 \le 6.5 \cdot 10^{26}$ эрг/см³, представляет конфигурации белых карликов. Следующий отрезок ABCD представляет конфигурации с центральными

давлениями $6.5 \cdot 10^{26} < P_0 < 1.3 \cdot 10^{33}$ эрг/см³. Эти конфигурации нестабильные и, по-видимому, в свободном виде не существуют. Третий отрезок DE (центральные давления $1.3 \cdot 10^{33} < P_0 < 9.6 \cdot 10^{35}$ эрг/см³) представляет устойчивые конфигурации с массами $0.02 \le M / M_{\odot} \le 2.14$, которые как раз нужно отождествить с нейтронными звездами в пульсарах, рентгеновских пульсарах и барстерах. Наконец, последняя часть кривой $M(P_0)$ за точкой E соответствует неустойчивым адронным конфигурациям.

При одном и том же числе барионов энергия связи конфигурации белого карлика заметно меньше этой энергии для конфигурации нейтронной звезды. Это означает, что белые карлики нестабильные относительно перехода в нейтронные звезды. Но факт существования в Галактике большого числа белых карликов (среди них давно известные объекты) свидетельствует о том, что для их перехода в состояние нейтронных звезд необходимы такие большие возмущения, которые встречаются редко.

В качестве возмущения, вызывающего переход белого карлика в нейтронную звезду, могут быть случайные тесные сближения его с другими звездами или аккреция межзвездного вещества. Обсудим роль аккреции в этом вопросе. Белый карлик обладает достаточно сильным притяжением для того, чтобы по ходу своего движения, путем аккреции поглотить заметное количество межзвездного вещества.

Масса, аккрецируемая белым карликом за время t, порядка

$$M \approx \pi r_a^2 \, \rho v t. \tag{2}$$

Здесь *р*-плотность массы межзвездного вещества в ядре галактики, *г*-радиус цилиндра, охваченного аккрецией, и *v*-среднеквадратичная скорость белого карлика [2]:

$$p \approx \left(\frac{GM}{2R}\right)^{\frac{1}{2}} \approx 2.1 \cdot 10^7 \left(\frac{5N_8}{R_{nk}}\right)^{\frac{1}{2}}.$$
(3)

Радиус цилиндра *г* определяется расстоянием, на котором гравитационная потенциальная энергия масс (в поле тяготения белого карлика) равна кинетической энергии этих масс во встречном потоке:

$$\frac{GM_{s}\rho}{r_{s}}\approx\frac{\rho\nu^{2}}{2},$$
(4)

где М,-масса белого карлика. Учитывая (3), отсюда получаем

$$T_a \approx \frac{4M_s R}{M}$$
. (5)

Подставляя приведенные значения v и r_{g} в (2), приходим к следующему результату:

$$\Delta M \approx 2.5 \cdot 10^{31} \left(\frac{M_s}{M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{R_{nk}M_{\odot}}{5M_8}\right)^{\frac{3}{2}} \rho t.$$
(6)

Пусть а-доля массы ядра галактики в виде межзвездного вещества, тогда

$$\rho \approx \frac{3\alpha M}{4\pi R^3} \approx 1.3 \cdot 10^{-17} \alpha N_8 \left(\frac{5}{R_{nk}}\right)^2 r/cM^3.$$
⁽⁷⁾

Подставля это значение плотности в (6), для массы, аккрецируемой белым карликом за время существования ядра галактики $t \approx 1/H_{e} \approx 6.2 \cdot 10^{10} \text{ с}$ (H_{e} - постоянная Хаббла), получаем

$$\Delta M \approx 2 \cdot 10^{32} \alpha \left(\frac{Ms}{M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{R_{nk}}{5} \frac{M_{\odot}}{M_{\star}}\right)^2 r/cM^3.$$
(8)

Не исключено, что в некоторых случаях масса ΔM окажется порядка массы Солнца и поэтому она, по-видимому, может иметь важное космогоническое значение.

Теперь рассмотрим сценарий процесса, который приведет к превращению белого карлика в нейтронную звезду. Благодаря аккреции, масса белого карлика со временем медленно растет. Времена релаксации здесь достаточно маленькие (порядка R/v,~1c, где R-радиус белого карлика, и-скорость звука), поэтому масса, приобретенная по ходу аккреции, быстро перераспредсляется по всему объему звезды, и в результате получается новая равновесная конфигурация с чуть отличными параметрами Р. и М(Р.). Таким образом, со временем масса белого карлика медленно растет, соответствующим образом растет и его давление в центре. Следовательно, представляющая конфигурацию точка на кривой M(P_n) непрерывно скользит по ней вверх, пока она не достигнет пика А с координатами $P_0 = 6.5 \cdot 10^{26}$, $M = 1.074 M_{\odot}$. За этой точкой начинается ветвь неустойчивых конфигураций с $P_0 > 6.5 \cdot 10^{26}$, $M < 1.074 M_{\odot}$. Поэтому дальнейшая аккреция должна привести к потере устойчивости белого карлика, ибо его масса становится большей, чем она должна быть при центральных давлениях P₀ > 6.5 · 10²⁶ эрг/см³. Потеряв устойчивость, звезда с М ≥1.08 М о немедленно испытывает коллапс: она под влиянием превалирующих сил гравитации, за время порядка свободного падения масс, сжимается до размеров конфигурации нейтронной звезды. При этом переходе весьма небольшая часть массы под воздействием давления света выбрасывается за пределы образованной нейтронной звезды.

При превращении белого карлика в нейтронную звезду выделяется энергия порядка

$$\frac{GM_{\odot}^2}{2R_n} \approx 10^{53} \text{ spr,}$$

где $R_n \approx 10$ км - радиус нейтронной звезды. Тогда в масштабе ядра галактики мы имеем дело с запасом энергии порядка

$$E \approx \alpha_{\rm dx} N \frac{GM_{\odot}}{2R_{\pi}} \approx 5 \cdot 10^{60} N_{\rm g \ spr,}$$
(9)

гдс $\alpha_{bc} \approx 0.5$ - доля белых карликов от общего числа звезд в ядре галактики. Эта энергия такого порядка, какой она оценивается для активных ядер галактик, если допустить, что $N_8 \approx 100$.

3. Жесткое излучение ядер галактик. Представление о том. что ядра галактик в основном состоят из нейтронных звезд и белых карликов, приводит к далеко идушим последствиям, которые рассматриваются ниже.

По радиационным каналам (каналы открытых магнитных силовых линий) пульсара протекают интенсивные ультрарелятивистские потоки электронов, сопровождаемые мощными радио и у -излучениями. Радиоизлучение исследовалось в работах [5,6], а остальные виды излучения мы рассмотрим здесь, для специальных условий ядер галактик.

Избегая излишних осложнений, здесь обсуждение вопросов излучения мы проведем для случая соосного ротатора, ибо модель наклонного ротатора пульсара, по сути, кроме явления пульсации излучения не даст ничего нового. Когда направления векторов магнитного момента и угловой скорости вращения нейтронной звезды совпадают, мы имеем направленный по радиационному каналу вверх поток электронов и падающий на магнитную шапку звезды аналогичный поток позитронов. Ради определенности мы рассмотрим именно этот случай.

Энергия движущегося по раднационному каналу электрона равна [5,6]

$$\mathcal{E}_{e}(x) = m_{e}c^{2}\gamma = m_{e}c^{2}\gamma_{m}y(x) = 266 y(x)(\mu_{10} R_{6}^{2})^{24} \text{ spr}, \quad (10)$$

где $x = r/R_n$ - расстояние от центра звезды в единицах ее радиуса, $R_6 = 10^{-6} R_n$, $m_e c^2 \gamma$ - энергия частиц, $y = \gamma / \gamma_m$, $\gamma_m = 3.25 \cdot 10^8 (\mu_{30} R_6^2)^{\frac{1}{4}}$, μ - магнитный момент нейтронной звезды и, наконец,

$$y(x) \approx x^{-3/4}$$
, при $1 \le x \le 7\sqrt{\Omega}$, (11)

$$y(x) \approx \left[200\Omega \ln\left(x/7\sqrt{\Omega}\right)\right]^{-1/3}, \quad \text{при } x > 7\sqrt{\Omega}.$$
 (12)

Радноизлучение пульсара формируется в ограниченной области у основания раднационного канала, непосредственно над магнитной шапкой. Эта область называется магнитной воронкой и характеризуется тем, что в ней происходят бурные процессы размножения у-квантов изгибного излучения и электронно - позитронных пар. Высота магнитной воронки порядка [5]

$$h \approx 7.6 \cdot 10^6 \mu_{30}^{\frac{1}{2}} \Omega_{6}^{\frac{1}{2}} c_{M}.$$
 (13)

За потолком магнитной воронки когерентный механизм образования радиоизлучения не работает, поэтому основная часть жесткого изгибного

Г.С.СААКЯН

излучения, которое рождается здесь, выходит из радиационного канала пульсара. Характерная энергия квантов изгибного излучения равна [5-7]

$$\hbar\omega_{c} = \frac{3c\hbar}{2\rho_{c}}\gamma^{3} \approx 4.4 \cdot 10^{6} \mu_{30}{}^{3/2} \Omega^{1/2} x^{-1/2} \text{ M}_{3}\text{B}.$$
 (14)

Здесь опущен множитель, содержащий R_6 , а ρ_c - радиус кривизны магнитных силовых линий, который для области радиационного канала равен

$$h_{\rm r} \approx \frac{4}{3} \left(\frac{cr}{\Omega}\right)^{\rm H}.$$
 (15)

При вычислении (14) использована аппроксимация (11).

В радиационном канале электроны двигаются по магнитным силовым линиям, вдоль которых действует сильное продольное электрическое поле, генерируемое вращением магнитного диполя. В поперечном к силовым линиям направлении движение частиц исключено из-за весьма эффективного синхротронного излучения (магнитное поле сильное). Энергия электрона равна $\mathcal{E}_e = m_e c^2 \gamma_m y(x)$, где y(x) определяется аппроксимациями (11) и (12), которые найдены с учетом всех сил (электрической силы и силы радиационного трения, обусловленной изгибным излучением). Таким образом, релятивистский множитель электрона $\gamma = \gamma_m y(x)$ уже известен, поэтому можно вычислить полную энергию, затраченную электроном на испускание жесткого γ -излучения, при его прохождении через радиационный канал над магнитной воронкой:

$$W_{\gamma} \approx \int_{h}^{r} \frac{2e^{2}\gamma^{4}}{3\rho_{c}^{2}} dr = \frac{3e^{2}\Omega\gamma_{m}^{4}}{8c} \int_{h/R}^{x_{c}} x^{-4} dx \approx 24.4 \cdot \Omega^{\frac{3}{2}} R_{5}^{\frac{6}{2}} \text{ spr.}$$
(16)

Здесь подинтегральное выражение представляет собой энергию дипольного излучения электрона на отрезке пути (r, r+dr), $r_c = c/\Omega$ -радиус светового цилиндра (конец радиационного канала), $x_c = r_c/R_n$, использована для ρ_c формула (15), а для y(x) аппроксимация (11), вклад от части пути $x > 7\sqrt{\Omega}$ очень мал.

Умножив Wy на полный поток электронов через радиационный канал, получим мощность жесткого у -излучения пульсара. Полный поток электронов от обоих радиационных каналов пульсара равен [7,6]

$$I_{e} = \frac{2 k \Omega \mu}{\pi e R_{\mu}^{3} x^{3}} \pi \left(r \theta_{m}\right)^{2} \approx \frac{200 \Omega^{2} \mu}{ec}, \qquad (17)$$

гдс $\theta_m \approx (\Omega r/c)^{\frac{K}{2}}$ -полярный угол точек крайней открытой магнитной силовой линии радиационного канала, $k \approx 100$ -коэффициент размножения частиц в магнитной воронке [6]. Итак, мощность ү-излучения пульсара равна

ЭНЕРГЕТИКА ЯДЕР ГАЛАКТИК

$$L_{\gamma} = W_{\gamma} I_{e} \approx 3.43 \cdot 10^{32} \mu_{30} P_{6}^{8/7} \Omega^{17/7} \text{ spr/c.}$$
(18)

Обсудим эту формулу для пульсаров, находящихся вне ядра Галактики. Для пульсаров с $\Omega \approx 10c^{-1}$ получаем $L_{\gamma} \approx 10^{35}\mu_{30}$ эрг/с, а в случае пульсара PSR 0531+21, с периодом P=0.0334c, $L_{\gamma} \approx 1.1 \cdot 10^{-38}\mu_{30}$. Знание мощности γ -излучения пульсара позволяет определить его магнитный момент. Так, опуская множитель $R_5^{-5/7} \approx 1$ из (18) получаем

$$\mu \approx 3.36 \cdot 10^{-5} P^{15} L_{\rm v} \; \text{spr/Faycc.} \tag{19}$$

Рансс нами были получены [6] две другис формулы, определяющие магнитные моменты нейтронных звезд в пульсарах по их наблюдаемым радиосветимостям и характерному времени микроструктуры профилей радиоимпульсаов соответственно. Таким образом, существуют три независимых способа определения магнитных моментов нейтронных звезд по наблюдаемым фактам. Взаимосогласие между ними можст служить некоторой проверкой правильности предложенной в [5,6] теории радиоизлучения пульсаров.

Умножив (18) на число пульсаров $\alpha_{,n}N$ в ядре галактики получаем мощность жесткого у-излучения ядра галактики

$$L = \alpha_n N L_{\gamma} \approx 4.6 \cdot 10^{44} \alpha_n N_8 \mu_{30} \left(\frac{\Omega}{50}\right)^{\prime \prime \prime} \text{ spr/c.}$$
(20)

Здесь множитель $R_6^{1.1}$ опущен. По-видимому, $\alpha_n \approx 0.5$, а в случае Галактики $N_8 \approx 1$.

Допущение о наличии в ядрах галактик относительно большого числа нейтронных звезд означает, что в них должны действовать столько же мощных дискретных источников радиоизлучения. Радиосветимость пульсара определяется формулой [6]

$$L_{\rho} \approx 7.39 \cdot 10^{23} \mu_{30} \,{}^{5}\Omega^{3.52} \, \text{spr/c.}$$
 (21)

Следовательно, мощность радиоизлучения ядра галактики, обусловленная только пульсарами, приблизительно равна

$$L \approx 7 \cdot 10^{37} \alpha_n N_8 \mu_{30} \frac{\Omega}{50} = 9 \text{ pr/c},$$
 (22)

По порядку величины формула (22) дает правильный результат о радиосветимостях нормальных галактик. В случаях же радиогалактик, ссйфертовских галактик и квазаров эта оценка дает на два-три порядка меньшее значение по сравнению с наблюдаемыми радиосветимостями. Следовательно, должен существовать и другой, более мощный канал образования радиоизлучения галактик.

4. Синхротронное излучение пульсарных потоков электронов. Вблизи светового цилиндра пульсара и за ним магнитное и электрическое поля имеют сложный характер, но напряженность магнитного поля здесь должна быть порядка

$$H\approx \frac{2\mu}{r^3}\approx 10^4\mu_{30} \left(\frac{\Omega}{50}\right)^3 \left(\frac{c}{\Omega r}\right)^3, \qquad r>c/\Omega\,. \label{eq:Hamiltonian}$$

По-видимому, до расстояний $r \approx 30 c/\Omega$ это поле является превалирующим, а при больших расстояниях от нейтронной звезды мы будем иметь дело со средним магнитным полем ядра галактики.

Используя аппроксимацию (12), можно установить, что при выходе из радиационного канала энергия электронов $\mathcal{E}_e = m_e c^2 \gamma = m_e c^2 \gamma_m y(x_e) \approx \approx 34 \mu_{30}^{4} \Omega^{-1_3}$ эрг, а характерная энергия квантов изгибного излучения этих электронов $\hbar\omega_e \approx 50$ МэВ. Эти электроны теряют значительную часть своей энергии на изгибное излучение. Соответствующий пробег. l_e , определяется уравнением

$$\frac{2e^4\gamma^4}{3p_c^2}I_e\approx m_e\,c^2\gamma.$$

Отсюда, учитывая (15) и имся в виду, что $r \approx c/\Omega$, $\gamma \approx 34\mu_{30}^{1/4} / (m_e c^2 \Omega^{1/5})$, получасм

$$l_e \approx \frac{8 m_e c^4}{3 e^2 \Omega^2 \gamma^3} \approx \frac{1.2 \cdot 10^{11}}{\Omega \mu_{30}^{3/4}} \text{ cm.}$$

Затем на расстояниях $r \ge 10 c/\Omega$ от нейтронной звезды вступает в игру процесс синхротронного излучения электронов в магнитном полс ядра галактики. Интенсивность магнито-тормозного излучения электрона равна

$$I = \frac{2e^4 H^2}{3m_e^2 c^3} \gamma^2 = 1.58 \cdot 10^{-15} H^2 \gamma^2, \qquad (23)$$

где *H*-средняя напряженность магнитного поля в ядре галактики. По мере удаления электронов от нейтронной звезды их энергия уменьшается и в соответствии с этим последовательно излучаются все виды излучения от рентгеновского до радио диапазонов. Характерная частота ω_i , магнито-тормозного излучения и соответствующий релятивистский множитель электрона γ_i связаны между собой соотношениями

$$\omega_{I} = \frac{3eH}{2m_{e}c}\gamma_{I}^{2}; \qquad \gamma_{I} = 2 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\omega_{I}}{H}\right)^{\frac{1}{2}}.$$
 (24)

Длина отрезка *l*, на котором происходит формирование излучения в рассматриваемом диапазоне частот, определяется уравнением

$$II_i/c \approx m_e c^2 \gamma_i$$
.

Учитывая (23) и (24), находим

$$u_{i} \approx \frac{3m_{i}^{3}c^{6}}{2e^{4}\gamma_{i}H^{2}} = \frac{7.72 \cdot 10^{22}}{H^{3}\omega_{i}^{4}}$$

(25)

где $\omega_l \ge 10^{11} c^{-1}$. Магнитное поле ядра галактики, по-видимому. порядка 0.001 + 1 Гаусс. Из (25) отчетливо видно, что исходящие из радиационных каналов пульсара потоки электронов в ядре галактики, теряя свою энергию на магнито-тормозное излучение, последовательно генерируют излучение во всех диапазонах, начиная от ренттеновского и ниже его.

Обусловленная пульсарными потоками электронов (позитронов) мощность магнито-тормозного излучения ядра галактики для рассматриваемого диапазона частот приблизительно равна:

$$L_{l} \approx I_{e} \Delta \varepsilon_{l} \alpha_{n} N = 3.47 \cdot 10^{42} \Delta \varepsilon_{l} \alpha_{n} N_{8} \mu_{30} \left(\frac{\Omega}{50}\right)^{2} \text{ spr/c}, \qquad (26)$$

где I_e -исходящий из радиационных каналов пульсара поток электронов, $\Delta \mathcal{E}_t = \mathcal{E}_{t-1} - \mathcal{E}_t$ - энергия электрона, затраченная на магнито-тормозное излучение в рассматриваемом диапазоне частот (связь частоты излучения с энергией электрона $m_e c^2 \gamma_i$ определяется соотношением (24)), $\alpha_n N_n$ число пульсаров в ядре галактики.

В табл.1 приведены диапазоны частот излучения, соответствующие энергии электронов, ответственные за излучение в этом диапазоне, отрезки расстояний, на которых происходит формирование этого излучения, затраченная на это энергия электрона и, наконец, мощности излучений. Введено обозначение

$$A = \alpha_n N_8 (\Omega / 50)^2,$$

для нашей Галактики A≈1.

В релятивистской области энергий энергетические потери электронов,

Таблица 1

ДИАПАЗОНЫ ЧАСТОТ МАГНИТО-ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ И МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Излучение	Диапазон частот Ф	Энергия электронов √ <i>Н</i> ε _i (МэВ)	Пробеги электро- нов $\sqrt{H^3} l_i$ (см)	Затрачен- ная энер- гия $\sqrt{H}\Delta \varepsilon_i$ (МэВ)	$\frac{\sqrt{H}}{A}L_{l}$ (9pr/c)
Рентгеновское	10 ¹⁸ +5·10 ²⁰	10 ⁵ +2.3·10 ⁵	3.5.1012	1.3.105	7.3.1041
Ультрафиолет.	5-10 ¹⁵ ÷10 ¹⁸	7.2-10 ³ +10 ⁵	7.7.1013	9.3-104	5.2-1041
Видимая обл.	2.5.1015+5.1015	5.1·10 ³ ÷7.2·10 ³	1.1.1015	2.1-103	1.2.1046
Инфракрасное	2·10 ¹² +2.5·10 ¹⁵	145÷5100	1.5-1015	5·103	2.8.1040
Радио	<2·10 ¹²	≤145	>5.5.1016	145	8.1.1035

Г.С.СААКЯН

обусловленные кулоновскими столкновениями с частицами плазмы, малы по сравнению с потерями на магнито-тормозное излучение.

Разумно считать, что в ядрах галактик межзвездное вещество находится в ионизированном состоянии. Оптическая толщина этой среды порядка

$$\chi \rho R \approx 77 \alpha N_8 \left(\frac{5}{R_{nk}}\right)^2,$$

где $\chi \approx 0.38$ - коэффициент поглощения для томсоновского рассеяния $(Z \approx 1)$, ρ -приведенная в (7) плотность межзвездного вещества, α - доля полной массы ядра галактики в виде диффузного вещества. В Галактике $\alpha \approx 0.14$, а в ее ядре α , по-видимому, должна быть заметно меньше из-за ее особого состава звезд. Нам кажется, что ядра галактик прозрачны для излучения: $\chi \rho R \le 1$, т.е. $\alpha \le 0.013$. В пользу этого существует веский аргумент, состоящий в том, что если они были бы непрозрачными, то вычисленные по формуле $4\pi\sigma T^4 R^2 \approx 2 \cdot 10^{35} (R_{nk} / 5)^2 T^4$ светимости оказались бы слишком большими при разумных температурах.

С потоками электронов картина другая. В магнитном поле ядер галактик электроны движутся по магнитным силовым линиям с радиусом кривизны

$$a \approx \frac{\varepsilon_e}{eH} \approx 3 \cdot 10^{10} (100 H) \varepsilon_5$$
 (M3B),

который на несколько порядков меньше не только по сравнению с радиусами ядер галактик, но и по сравнению с приведенными в табл.1 пробегами электронов для магнито-тормозного излучения. Поэтому инжектируемые пульсарами электроны запутываются в ядре галактики и после израсходования энергии на синхротроннное излучение перемешиваются с тепловыми электронами межзвездной среды. Происходит и некоторое накопление избыточных электронов, однако этот избыток не может превышать предела

$$N_e \approx \frac{GMm_e}{e^2} \approx 5 \cdot 10^{25} N_8.$$

В масштабе ядер галактик заряд *еN* малый и поэтому не может привести к каким-либо последствиям.

5. Оптическое, инфракрасное и радио излучения ядер галактик. Вернемся к вопросу о светимостях магнито-тормозного излучения, представленных в табл.1. В рентгеновской и ультрафиолетовой областях светимости оказываются достаточно высокими:

$$L \approx 6 \cdot 10^{42} \frac{\alpha_n N_8}{\sqrt{100 H}} \left(\frac{\Omega}{50}\right)^2 \sim 10^{42} \div 10^{44} \text{ spr/c}$$
 (27)

и в качественном отношении согласуются с наблюдательными данными.

ЭНЕРГЕТИКА ЯДЕР ГАЛАКТИК

Но для видимого, инфракрасного и радио диапазонов приведенные в табл.1 светимости значительно меньше их наблюдаемых значений. Следовательно, для этих диапазонов должен существовать другой, более эффективный механизм образования излучения. Таким механизмом является тормозное излучение электронов плазмы, возникающее при их столкновении с атомными ядрами. Элементарным способом можно производить оценку мощности этого излучения, однако считаем целесообразным использовать широко известную формулу.

В нерелятивистской области энергий дифференциальное сечение рассеяния электрона на ядре с зарядом Ze, сопровождаемое испусканием фотона с энергисй $\hbar\omega$, равно [8,9]

$$d\sigma(\omega) = \frac{8}{3} \Phi \frac{m_e c^2}{T_0} f(\omega) \frac{d\omega}{\omega}, \qquad (28)$$

где $T_0 = \mathcal{E}_0 - m_e c^2$ - начальная кинетическая энергия частицы,

$$\Phi = \frac{Z^2 e^2}{\hbar c} \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \approx 5.8 \cdot 10^{-28} Z^2,$$

$$f(\omega) = \frac{2\pi\xi_0 2\pi\xi}{(e^{2\pi\xi_0} - 1)(1 - e^{2\pi\xi})}, \quad \xi_0 = \frac{Ze^2}{\hbar v_0}, \quad \xi = \frac{Ze^2}{\hbar v},$$

а v₀ и v -начальная и конечная скорости электрона. Предположим, что в ядрах галактик межзвездное вещество в основном состоит из ионизированного водорода и примем $Z \approx 1$. Далее функция $f(\omega)$ по величине порядка единицы, ниже мы примем $\bar{f}(\omega) \approx 2$.

Полная энергия излучения, выделяемая электроном в интервале частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$, в единицу времени равна

$$\left|\frac{dT_0}{dt}\right| = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \hbar\omega \, n \, \mathbf{v}_0 \, d \, \sigma(\omega) \approx 1.07 \cdot 10^{-36} \left(\frac{m_e c^2}{T_0}\right)^{1/2} \left(\omega_2 - \omega_1\right) \alpha \, N_8\left(\frac{5}{R_{nk}}\right) \, \mathrm{spr/c} \,, (29)$$

где *и* - плотность числа атомных ядер (протонов) в плазме:

$$n = \frac{3 M \alpha}{4 \pi R^3 m_p} = 7.8 \cdot 10^6 \alpha N_8 \left(\frac{5}{R_{nk}}\right)^3$$

Для вычисления мощности излучения ядра галактики необходимо иметь представление о тепловом состоянии плазмы в нем. В качестве характерного масштаба температуры примем $1.50 \approx \hbar\omega_2 \approx 10^{-11}$ эрг и, следовательно, $\theta / k \approx 5 \cdot 10^4$. В соответствии с этим средняя энергия частиц должна быть порядка $T_0 = 1.50 \approx 10$ эВ.

Г.С.СААКЯН

Теперь в нашем распоряжении имеются все необходимые предпосылки, чтобы оценить мощности излучений ядер галактик для оптического. инфракрасного и радио диапазонов частот. Поскольку мы считаем межзвездную среду прозрачной, то для получения этих мощностей излучения мы должны мощность излучения одного электрона (29) умножить на полное число электронов $N_e \approx N_p = \alpha M/m_p$. Итак,

$$L_{t} \approx \alpha \frac{M}{m_{p}} \left| \frac{dT_{0}}{dt} \right| \approx 2.4 \cdot 10^{31} \Delta \omega_{t} \left(\frac{10}{\theta_{eV}} \right)^{\frac{1}{2}} \alpha^{2} N_{8}^{2} \left(\frac{5}{R_{nk}} \right)^{3} \text{ spr/c.}$$
(30)

где $\Delta \omega_1 = \omega_2 - \omega_1 - ширина рассматриваемого диапазона частот. Параметр <math>\alpha$, по-видимому, порядка 0.01.

Учитывая, что для видимого, инфракрасного и радио диапазонов частот соответственно $\Delta \omega_{l} \approx 2.5 \cdot 10^{15}$, $2.5 \cdot 10^{15}$, $2 \cdot 10^{12} c^{-1}$, получаем

$$L \approx \frac{(100\alpha)^2 N_g^2}{\sqrt{0.10_{eV}}} \left(\frac{5}{R_{nk}}\right)^3 \begin{cases} 6 \cdot 10^{46} \text{ эрг/с, видимая область} \\ 6 \cdot 10^{46} \text{ эрг/с, инфракрасная область} \\ 5 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с, радиообласть.} \end{cases}$$
(31)

В качественном отношении полученный результат согласуется с данными наблюдений. Путем подходящего подбора значений параметров *M*, *R*, α , θ , *H* можно добиться согласия с наблюдательными данными для каждого конкретного объекта.

6. Заключение. В рамках наших представлений [2] о ядрах галактик получены следующие результаты:

Жесткое ү-излучение (разумеется и мягкое ү-излучение), рентгеновское и ультрафиолетовое излучения генерируются релятивистскими потоками электронов, исходящими из радиационных каналов пульсаров. По своей природе ү-излучение представляет собой изгибное излучение потоков электронов, протекающих по радиационным каналам пульсаров. Мощность этого излучения определяется формулой (20). Она является суммарным излучением находящихся в ядре галактики пульсаров.

Ренттеновское и ультрафиолетовое излучения ядра галактики являются магнито-тормозным излучением, исходящим из радиационных каналов пульсаров релятивистских потоков электронов, в магнитном поле ядра галактики. Мощность этих излучений определяется формулой (27).

Механизм образования оптического (видимого и инфракрасного) и радио излучений другой. Он является тормозным излучением тепловых электронов на атомных ядрах в межзвездной среде. Мощности этих излучений ядер галактик определяются формулами (31).

Следует иметь в виду, что в приведенных оценках мощностей из-

лучения ядер галактик мы исходили из общего унитарного представления о них [2]. наблюдаемое разнообразие фактов свидетельствует о том, что на самом деле такого однообразия не существует. Каждое ядро галактики может иметь свои важные особенности. В этой работе рассмотрена некоторая общая средняя картина, в которой мы не могли учесть все особенности сложного комплекса явлений активности ядер галактик.

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки Республики Армения.

Ереванский государственный университет, Армения

ENERGETICS OF GALAXIES NUCLEI

G.S.SAHAKIAN

In [2] it was elaborate a model of statistical equilibrium galaxies nuclei. It was shown, that they should mainly consist of neutron stars (pulsars) and white dwarfs. Within the framework of this representation the problem of galaxies nuclei stores energy is discussed. The mechanism of transformation of the white dwarf in a neutron star caused by the accretion of interstellar gas is considered. It means a presence in galaxies nuclei of a store of energy about $5.10^{60} N_{g}$ erg (N - the number of stars in nucleus). It is shown, that the galaxies nuclei are a powerful source of the rigid y-radiation (the luminosity $L \approx 2 \cdot 10^{44} \mu_{30} (\Omega / 50)^{1\%}$ erg / s, where μ -is a magnetic moment, and Ω -the angular velocity of rotation of neutron star), caused by curvate radiation of ultrarelativistic electron fluxes, flowing through the channels of open magnetic field lines of pulsars. The X-rays and ultraviolet radiations are caused by synchrotron radiation of the same electron flows in the magnetic field of galaxies nuclei ($L \approx 10^{42} + 10^{44}$ erg/s). The optical (visible and infrared) and radio radiation are produced by bremsstrahlung of the interstellar medium electrons $(L \approx 6.10^{46} N_8^2 (5 / \text{Rpc})^3 \text{ erg/s}$, where R is the radius of galaxy nucleus). A formula for magnetic moments of pulsars is received $\mu \approx 3.4 \cdot 10^{-5} L_{\mu} P^{12/4}$, where P-the pulsars period, and L,-is the luminosity of pulsars y-radiation.

Г.С.СААКЯН

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г.С. Саакян, Астрофизика, 40, 253, 1997.
- 2. Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян, Астрофизика (в печати)
- 3. L.Sh. Grigorian, G.S. Sahakian, Astrophys. Spac. Sci., 95, 305, 1983.
- 4. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд. Изд. ОИЯН, Дубна 1995.
- 5. Г.С. Саакян, Астрофизика, 39, 303, 1996.
- 6. Г.С. Саакян, Астрофизика, **39**, 489, 1996.
- 7. M.A. Ruderman, P.G. Sutherland, Astrophys. J. 196, 51, 1975.
- 8. W.Heitler, The quantum Theory of Radiation, Oxford, 1936.
- А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1981.

to dealer and a start of the second start and the second start and

and the second sec

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.354.6

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ЯДРА В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Д.М.СЕДРАКЯН¹, К.М.ШАХАБАСЯН¹, Ю.М.БРУК² Поступила 14 декабря 1996

Принята к печати 10 марта 1997

Рассмотрен сверхпроводящий протонный конденсат в "пре" - фазе нейтронной звезды. Показано. что он является сверхпроводником второго рода во внешнем слое "пре" - фазы и сверхпроводником первого рода во внутреннем слое. Найдены времена релаксации, обусловленные упрутим рассеянием норматьных релятивностских электронов на магнитном поле протонных вихревых кластеров в случае сверхпроводника второго рода и упрутим рассеянием на магнитном поле в денотре нейтронной звезды. В случае сверхпроводника второго рода и упрутим рассеянием на магнитном поле в пентре нейтронного вихря в случае сверхпроводника первого рода. Полученные времена динамической релаксации утловой скорости пульсара PSR 0833-45 меняются в зависимости от плотности слоев, участвующих в процессе релаксации, в довольно широком диапазоне: от нескольких часов до 10° лет. Это сзначает, что характерные времена вариации утловой скорости пульсаров могут быть наблюдены в указанном интервале времен.

1. Введение. Как известно, у восемнадцати пульсаров было обнаружено скачкообразное увеличение угловой скорости вращения с последующей медленной релаксацией [1]. Десять таких скачков было зафиксировано у пульсара PSR 0833-45 в созвездии Парусов [2]. Пять таких скачков было обнаружено у пульсара PSR 0531+21 в Крабовидной туманности [3], пять скачков в течение трех лет - у пульсара PSR 1737-30 [2].

В настоящее время существуют теории, которые объясняют скачки угловой скорости пульсаров наличием сверхтекучей нейтронной жидкости во внутренней коре нейтронной звезды [4-6]. Однако объяснение наблюдаемых времен релаксации в этих теориях сталкивается со значительными трудностями. Поэтому проблема нахождения времен релаксации весьма актуальна в настоящее время.

В работе [7] вычислялись времена релаксации скорости электронов на протонных вихревых кластерах, возникших из-за эффекта "увлечения" в ядре нейтронной звезды. В этой работе рассматривалась общепринятая модель нейтронной звезды, часть ядра которой состоит из нейтронов, протонов и электронов ("пре" - фаза). Нейтроны в этой фазе при плотностях 1.68·10¹⁴ г/см³ < ρ < 8.43·10¹⁴ г/см³ образуют ³P₂, а протоны ¹S₀ куперовские пары [8,9]. Следовательно, в этой фазе имеется смесь двух сверхтекучих конденсатов - нейтронного и протонного. Нейтронная энергетическая щель Δ_{μ} является медленно меняющейся функцией плотности вещества, тогда как протонная щель Δ уменьшается с увеличением плотности и при $\rho \rightarrow 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³ стремится к нулю [10]. В работе [7] предполагалось, что протонный конденсат является сверхпроводником второго рода. В этом случае вокруг каждого нейтронного вихря, появившегося из-за вращения звезды, возникает кластер протонных вихрей с общим числом 10¹³ [11], на котором рассеиваются электроны. Времена релаксации угловой скорости звезды в этом случае были определены в работе [12] для плотностей 1.68·10¹⁴ г/см³ < ρ < 5.64·10¹⁴ г/см³. Однако до плотностей ρ = 6.75·10¹⁴ г/см³ протонный конденсат остается сверхпроводни-ком второго рода, а при ρ > 6.75·10¹⁴ г/см³ превращается в сверхпроводник первого рода.

В работе [13] рассматривалось распределение магнитного поля нейтронного вихря в предположении, что протонный конденсат сверхпроводник первого рода. В ней было показано, что в центральной части нейтронного вихря появляется область с нормальными протонами, где магнитнос поле однородно и равно термодинамическому критическому 1 1 М.

Цслью настоящей статьи является определение времени динамической релаксации угловой скорости нейтронной звезды в случае, когда протонный конденсат является сверхпроводником первого рода. Используя формулу для сверхпроводника второго рода, мы вычислили также времена релаксации в интервале плотностей 2·10¹⁴ г/см³ < ρ < 8.43·10¹⁴ г/см³ и сравнили их для плотностей 6.75·10¹⁴ г/см³ < ρ < 8.43·10¹⁴ г/см³ с соответствующими значениями этих величин для сверхпроводника первого рода.

2. Время релаксации скорости электронов. Для определения времени релаксации скорости электронов относительно нейтронной вихревой решетки нужно рассмотреть кинетическое уравнение для функции распределения электронов [7,14]:

$$\frac{\partial f(\bar{p}',\sigma')}{\partial t} = N_2 L^2 \sum_{p,\sigma} \frac{2\pi}{\hbar} \delta(\varepsilon - \varepsilon') \left[M(\bar{p},\sigma \to \bar{p}',\sigma') \right]^2 \left\{ f(\bar{p},\sigma) - f(\bar{p}',\sigma') \right\}, \quad (1)$$

где N_2L^2 - число нейтронных вихревых нитей на площади L^2 ; ε', \bar{p}' и ε, \bar{p} - соответственно начальные и конечные значения энергии и импульса электронов, $M(\bar{p}, \sigma \to \bar{p}', \sigma')$ - матричный элемент рассеяния электронов в статическом магнитном поле *B*, вычисленный в первом борновском приближении по волновым функциям уравнения Дирака свободного электрона.

Поскольку равновесная функция распределения электронов представляет собой ступенчатую функцию Хевисайда, отклонение от равновссного распределения в приближении времени релаксации может быть представлено в виде:

$$f_{1}(\vec{p},\sigma) = f(\vec{p},\sigma,t) - f_{0}(\varepsilon_{F}) \approx \delta(\varepsilon - \varepsilon_{F})(\vec{p}_{F},\vec{u})e^{-\frac{1}{\tau}}.$$
 (2)

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

В этой формуле \vec{u} - начальная скорость электронов относительно нейтронного вихря, $(\vec{u}\vec{l}_1) = 0$, \vec{l}_1 - единичный вектор в направлении оси вращения звезды. Для времен релаксации функции распределения электронов т получаем

$$\tau^{-1} = \frac{\pi c N_2}{2\Phi_0^2 k_e} \int_0^{\infty} S^2 \left(2k_e \sin \theta \sin \frac{\varphi}{2} \right) d\varphi, \tag{3}$$

где $k_e \sin \theta$ - проекция волнового вектора электрона. перпендикулярная к l_1 , $k_e = \rho_{Fe}/\hbar$, $N_2 = 1/\pi b^2$ - плотность нейтронных вихрей, b - внешний радиус нейтронного вихря. Формфактор S определяется так:

$$S(q) = 2\pi \int_{0} rB(r) J_0(qr) dr.$$
⁽⁴⁾

Здесь J₀(x) - функция Бесселя первого рода.

Определяя время релаксации скорости электронов как время затухания электронного тока

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{\left(\partial \bar{j}_{e}/\partial t\right)_{t=0}}{\bar{j}_{e}(0)},$$
(5)

где

$$\bar{j}_{e} = 2 \frac{e}{m_{e}} \int \frac{d^{3}p}{(2\pi\hbar)^{3}} f_{1}(\bar{p}) \bar{p}, \qquad (6)$$

получаем

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3}{4} \int_{0}^{1} \tau^{-1} (k_e \sin \vartheta) \sin^3 \vartheta \, d \, \vartheta.$$
 (7)

Для вычисления $\tau_{q'}$ нам нужно найти распределение магнитного поля внутри нейтронного вихря. Поскольку протонный конденсат является сверхпроводником первого рода, то в центре нейтронного вихря должна образоваться нормальная область радиуса *a*, в которой магнитное поле однородно и равно термодинамическому полю H_{ar} [13]. Распределение магнитного поля внутри вихря определяется уравнением Лондонов:

$$\bar{B} + \lambda^2 \operatorname{rotrot} \bar{B} = 0. \tag{8}$$

Решенис этого уравнения с граничными условиями $B(a) = H_{cm}$ и B(b) = 0 имсет вид [13]:

$$B(r) = \frac{H_{cm}}{D} \left[I_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) - K_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{r}{\lambda}\right) \right] \quad a < r \le b,$$
(9)

где коэффициент D определяется так:

$$D = K_0\left(\frac{a}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) - K_0\left(\frac{b}{\lambda}\right) I_0\left(\frac{a}{\lambda}\right). \tag{10}$$

182 9pshr. boxhes

Здесь І, К. - модифицированные функции Бесселя.

Подставляя выражение для магнитного поля в определении

формфактора (4) и интегрируя, получаем

$$S(q) = \frac{2\Phi J_1(qa)}{qa(1+q^2\lambda^2)} \left[1 + \frac{1}{D} \left(\frac{\lambda}{a} \frac{qaJ_0(qa)}{J_1(qa)} P - \frac{\lambda}{a} \frac{qbJ_0(qb)}{J_1(qa)} Q \right) \right]. \tag{11}$$

где коэффициенты *P* и *Q* выражаются через модифицированные функции Бесселя следующим образом:

$$P = I_0 \left(\frac{b}{\lambda}\right) K_1 \left(\frac{a}{\lambda}\right) + I_1 \left(\frac{a}{\lambda}\right) K_0 \left(\frac{b}{\lambda}\right),$$

$$Q = I_1 \left(\frac{b}{\lambda}\right) K_0 \left(\frac{b}{\lambda}\right) + I_0 \left(\frac{b}{\lambda}\right) K_1 \left(\frac{b}{\lambda}\right).$$
(12)

Здесь Ф - магнитный поток в нормальной области, равный

$$\Phi = H_{cm} \pi a^2. \tag{13}$$

Поскольку глубина проникновения магнитного поля намного меньше радиуса *a*, второе и третье слагаемые в формуле (11) малы, и в последующих вычислениях мы их опускаем.

Подставляя (11) в (3) и затем т⁻¹ в (7) и меняя порядок интегрирования, окончательно имеем:

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3\pi}{2} \frac{\Phi^2 c}{\Phi_0^2 b^2 k_e \chi} I,$$
 (14)

где

$$= I = \int_{0}^{x} \frac{\left(1 + x^{2}/\chi^{2}\right)}{\left(1 + x^{2}/\beta^{2}\right)^{2}} \left|\frac{J_{1}(x)}{x}\right|^{2} dx.$$
(15)

Здесь $\Phi_0 = \pi \hbar c/e$ - квант магнитного потока, $\chi = 2k_e a$, $\beta = a/\lambda$. Мы оценили интеграл *I* и получили, что с большой точностью I = 0.4.

3. Нахождение термодинамического критического поля. Для вычисления времени релаксации τ_{ef} нужно найти значения термодинамического поля H_{em} и радиуса нормальной области *а*. Следуя работе [13], запишем полную энергию сверхпроводящих протонов в виде:

$$\delta F_{s} = -\alpha V_{s} + \frac{\Phi_{0}^{2}}{8\pi^{2} a^{2}} \left\{ \left(m - p \frac{\pi a^{2} H_{t}}{\Phi_{0}} \right) \frac{D}{D_{1}} + q \left(\frac{\pi a^{2} H_{t}}{\Phi_{0}} \right)^{2} \right\},$$
 (16)

гдс

$$\alpha = \frac{v(\mu)}{4} \Delta_p^2, \quad q = p_0 - p, \quad p = \frac{D_1}{D} - \frac{2\lambda^2}{a^2 L}, \quad p_0 = \frac{1}{L} \left(\frac{d}{a} + \frac{d^2}{2a^2} - L \right).$$
 (17)

Здесь коэффициент D₁ и плотность протонных состояний v(µ) на поверхности Ферми определяются следующим образом:

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ 501

$$D_{1} = K_{2}\left(\frac{a}{\lambda}\right) I_{0}\left(\frac{b}{\lambda}\right) - I_{2}\left(\frac{a}{\lambda}\right) K_{0}\left(\frac{b}{\lambda}\right),$$

$$h(\mu) = \frac{m_{1}\rho_{p}}{-2+3},$$
 (18)

а величины d. L. H. и V. равняются:

$$d = b - a, \quad L = \ln(b/a), \quad H_t = \left(\frac{k \Phi_0}{2\pi \lambda^2}\right) L, \quad V_s = \pi (b^2 - a^2).$$
 (19)

Величина p_0 в (17) представляет собой значение p при $\lambda \to \infty$, k коэффициент "увлечения", V - объем сверхтекучей части нейтронного вихря, α - энергия конденсации сверхпроводящих протонов в единице объсма.

В работе [13], с учетом того, что $H_t = H_{cm}$ и прирост энергии магнитного поля минимален при $m = p \pi a^2 H_t / \Phi_h$, получены следующие выражения для термодинамического критического поля Н и радиуса нормальной области а:

$$H_{cm} = \sqrt{2\pi\nu(\mu)}\Delta_p^2 T,$$

$$\frac{a}{b} = \exp\left\{-\frac{2\pi\lambda^2\Delta_p}{k \Phi_0} \sqrt{2\pi\nu(\mu)T}\right\}.$$
 (20)

Здесь коэффициент Т определяется следующим образом:

$$T = \frac{1 - a^2/b^2}{1 - (1 - q)a^2/b^2}.$$
 (21)

Подставляя Н_с из (20) в (14), получаем для определения времени релаксации следующее выражение:

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{3\pi^4}{2} \frac{cb \, v(\mu) \Delta_p^2}{k_e^2 \, \Omega_0^2} \left(\frac{a}{b}\right)^3 TI.$$
(22)

Вычисляя значения a, b и глубины проникновения λ в интервале плотностей 1.68·10¹⁴ г/см³ < ρ < 8.43·10¹⁴ г/см³, получаем, что парамстр q << 1. В этом случае коэффициент T равен единице и формулы (20) и (22) существенно упрощаются. Подставляя значения универсальных постоянных, запишем формулы в удобном для вычислений виде:

$$\frac{a}{b} = \exp\left\{-30.3\lambda_{11}^2 n_{p36}^{1/6} \Delta_{pMeV}\right\},\$$

$$\tau_{ef}^{-1} = 1.22 \cdot 10^{28} \frac{\Delta_{pMeV}^2}{n_{p36}^{1/3}} \left(\frac{a}{b}\right)^3 I,$$
 (23)

где $\lambda^2 = 10^{-22} \lambda_{11}^2$, $\Delta_p = 1.6 \cdot 10^{-6} \Delta_{pMeV}$, $n_p^{1/3} = 10^{12} n_{p,36}^{1/3}$.

4. Время динамической релаксации угловой скорости

нейтронной звезды. Для сравнения с наблюдаемыми временами релаксации угловой скорости пульсаров нужно найти время динамической релаксации угловой скорости нейтронной звезды, которос определяется в пределе сильной связи следующим образом [12]:

$$\tau_d = \frac{1}{2\Omega\rho_n k_n},\tag{24}$$

где $\eta = (\hbar k_e/m_e c)(\rho_e/N_2 \tau_{ef})$ - коэффициент вязкости. $k_n = \pi \hbar/m_n$ - квант циркуляции нейтронов в нейтронном вихре. Ω - угловая скорость вращения звезды, ρ_e и ρ_n - соответственно плотности массы электронов и нейтронов. Учитывая, что плотность нейтронных вихрей $N_2 = 2\Omega/k_n$. получаем для времени релаксации в случае протонного сверхпроводника первого рода следующее выражение:

$$\tau_d = \frac{1}{16\pi^2} \frac{\hbar k_e \rho_e p^2}{m_e c \rho_n \tau_{ef}},$$
(25)

где р - период вращения звезды.

В работе [12] было найдено время релаксации скорости электронов, обусловленное их рассеянием на протонных вихревых кластерах. В этой работе предполагалось, что протонный конденсат является сверхпроводником второго рода и для времени релаксации скорости электронов получено следующее выражение:

$$\tau_{ef}^{-1} = \frac{\pi^3 \sqrt{3} c \ 1}{128\lambda \ k_e^2 \lambda^2} \mu |k| \left(\frac{\zeta_p}{\lambda}\right)^{1/|k|}$$
(26)

где ζ - длина когерентности протонов, µ=1.89 - эффективная магнитная проницаемость кластера.

Время динамической релаксации угловой скорости в этом случае:

$$\tau_d = \frac{\pi\sqrt{3}\hbar\rho_e 1}{2048m_e\rho_n\lambda^3} \mu k \left(\frac{\zeta_p}{\lambda}\right)^{V(k)} p^2.$$
(27)

Как отмечалось выше, в диапазоне плотностей $1.68 \cdot 10^{14}$ г/см³ < ρ < 6.75 · 10¹⁴ г/см³ протонный конденсат представляет собой сверхпроводник второго рода, следовательно времена релаксации $\tau_{,u}$ и $\tau_{,d}$ должны быть вычислены по формулам (26) и (27). В интервале же плотностей 6.75 · 10¹⁴ г/см³ < ρ < 8.43 · 10¹⁴ г/см³ протонный конденсат, ввиду уменьшения протонной щели $\Delta_{,}$ переходит в состояние сверхпроводника первого рода, и поэтому в этом интервале плотностей времена релаксации $\tau_{,u}$ и $\tau_{,d}$ вычисляются по формулам (23) и (25).

В табл.1 приведены значения микроскопических парамстров протонного сверхпроводника второго рода - глубины проникновения магнитного поля λ , длины когерентности ζ_{μ} , энергетической щели Δ_{μ} , коэффициента "увлечения" $k = (m_1^* - m_1)/m_1$, а также соответствующие значения времен релаксации τ_{er} и τ_{μ} , вычисленные для различных плотностей. В част-

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

					E 112	
ρ	λ	5,	Δ,	k	Td	τ,
1014 г/см3	фм	фм	MeV		С	лет
2.00	139	7.56	0.8538	0.205	1.88-10-11	0.0002
2.09	135	7.76	0.8533	0.215	6.52 10-12	0.0007
2.34	125	8.56	0.8482	0.240	5.81.10-13	0.008
2.42	121	8.82	0.8456	0.247	3.09.10-13	-0.016
2.51	115	9.09	0.8427	0.254	1.75-10-13	0.03
2.67	112	9.64	0.8361	0.266	6.49.10-14	0.09
2.76	109	9.91	0.8323	0.271	4.19.10-14	0.14
2.92	- 104	10.5	0.8235	0.280	1.9.10-14	0.33
3.01	101	10.8	0.8188	0.284	1.33-10-14	0.49
3.26	93.3	11.3	0.8000	0.294	4.84.10-15	1.47
3.67	84.3	13.5	0.7605	0.301	1.43.10-15	5.5
4.01	79.7	14.6	0.7304	0.303	7.81.10.16	10.38
4.18	78.6	14.9	0.7210	0.304	6.71.10-16	12
5.01	72.6	17.3	0.6576	0.305	2.68.10-16	29.3
5.84	67.2	21.1	0.5676	0.305	9.35.10-17	84.38
6.68 .	62.0	29.0	0.4345	0.304	2.15.10-17	377

ности, из этой таблицы видно, что отношение λ/ζ_p , определяющее тип сверхпроводника, уменьшается с увеличением плотности. Следовательно, при увеличении плотности протонный конденсат должен перейти в состояние сверхпроводника первого рода.

В табл.2 приведены вычисленные нами значения этих же величин в интервале плотностей, где протоны являются сверхпроводником первого

		1. 1. 1. 1.	1.0	in the	- 0 -	1	Таблица 2
ρ	λ	5,	Δ,	k	$\frac{a}{b}$	τ _{ef}	τ,
1014 г/см3	фм	фм	MeV	See. 2	Star Ann	С.	лет
6.68	62	29.0	0.4345	0.304	0.0003	9.6.10-17	76.7
7.01	60.2	35.0	0.37	0.304	0.0014	1.3-10-18	5.8.103
7.50	57.6	51.2	0.26	0.306	0.014	1.1.10-21	7.3.10
7.85	56	75.4	0.18	0.308	0.058	8.0.10-23	9.9.10 ⁷
8.02	55.4	103.0	0.13	0.308	0.13	4.7.10-24	1.7·10 ⁹
8.35	54	327.0	0.04	0.31	0.54	2.0.10-24	4.1.109
8.38	53.8	425.1	0.03	0.311	0.495	5.0.10-24	1.6.10%
8.42	53.5	1275.3	0.01	0.311	0.57	2.8.10.23	2.7·10 ⁸
8.422	53.5	2324.2	0.005	0.311	0.73	5.2.10.23	1.5.10*
8.424	53.5	11600	0.001	0.312	0.83	9.3-10-22	7.9-10*

Таблица]

рода. В ней также приведены вычисленные значения отношения радпуса нормальной области *a* к радиусу нейтронного вихря *b*. Как видно из табл. 1 и 2, времена релаксации τ_{a} и τ_{a} совпадают для протонного сверхпроводника при $\lambda/\zeta_{p} \approx 2$, что по порядку величины согласуется с предсказаниями теории сверхпроводимости.

Зависимость десятичного логарифма времени динамической релаксации т, от плотности вещества и расстояния от центра звезды приведена на рис. 1 и 2. Быстрое увеличение времени релаксации при плотностях р>6.75.10¹⁴ г/см³ обусловлено переходом протонного конденсата в состоя-



Рис. 1 Зависимость десятичного логарифма времени динамической релаксации угловой скорости нейтронной звезды , от плотности вещества р.



Рис. 2 Зависимость десятичного логарифия времени динамической релаксации угловой скорости нейтрошной звезды от расстояния до центра звезды г для звезды с массой *M*=1.4*M*

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

ние сверхпроводника первого рода. Время релаксации достигает максимальных значений при плотности $\rho = 7.9 \cdot 10^{14}$ г/см³, остается постоянным до плотности $\rho = 8.38 \cdot 10^{14}$ г/см³ и затем резко уменьшается до нуля при плотности $\rho = 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³. Такое резкое уменьшение τ_{i} связано с быстрым уменьшением протонной шели, обращающейся в нуль при плотности $\rho = 8.43 \cdot 10^{14}$ г/см³.

Отметим, что значения микроскопических параметров вычислены с использованием зависимости протонной щели Δ_{μ} от плотности, взятой из работы [10]. При получении зависимости т, от расстояния до центра знезды (рис.2) использовано уравнение состояния из работы [15]. Все вычисления проводились для значения $\Omega = 70.56$ с⁻¹. что соответствует угловой скорости вращения пульсара PSR 0833-45.

В заключение заметим, что полученные в этой работе результаты могут быть использованы для изучения эволюционного поведения угловой скорости пульсаров.

¹Ереванский госуларственный университст, Армения ²Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия

THF RELAXATION TIME OF SUPERFLUID CORE OF NEUTRON STARS

D.M.SEDRAKIAN¹, K.M.SHAHABASSIAN¹, Yu.M.BROOK²

The superconducting proton condensate in the "npe" - phase of the neutron star is considered. It is shown, that this condensate is a type - II superconductor in the outer shell of the "npe" - phase and a type - I superconductor in the inner shell. The relaxation times are found due to the elastic scattering of relativistic normal electrons by magnetic field of proton vortex clusters in the case of a type - II superconductor and due to the elastic scattering by the magnetic field in the centre of neutron vortex in the case of a type - I superconductor. Obtained dynamical relaxation times of angular velocity of Vela pulsar are varied depended on density of shells in a large range: from several hours to 10⁹ years. It means, that characteristic times of pulsar's angular velocity variation can be observed in the mentioned time interval.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Д.М. Седракян. К.М.Шахабасян, Успехи физ. наук. 161. № 7.3, 1991.
- 2. A.G.Lyne, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A., 341, 29, 1992.
- 3. A.G.Lyne, F.G.Smith, R.S.Pritchard, Nature, 359, 706, 1992.
- 4. M.A.Alpar. P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham. Astrophys. J., 276, 325, 1984.
- 5. M.A.Alpar, P.W.Anderson, D.Pines, J.Shaham, Astrophys. J., 278, 791, 1984.
- 6. P.B.Jones, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., 246, 315, 1990.
- 7. Д.М.Седракян. К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 22, 137, 1985.
- M.Hoffberg, A.E.Glassgold, R.W.Richardson, M.A.Ruderman, Phys. Rev. Lett., 24, 775, 1970.
- 9. L.Amundsen. E. Ostgaard, Nucl. Phys., A., 442, 163, 1985.
- M.Baldo, J.Cugnon, A.Lejeune, U.Lombardo, Nucl. Phys., A., 536, 349, 1992.
- 11. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян, Астрофизика, 19, 303, 1983.
- 12. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, Astrophys. J., 447, 305, 1995.
- 13. A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, G.F.Zharkov, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc. (in press).
- 14. M.A.Alpar. S.A.Langer, J.A.Sauls, Astrophys. J., 282, 583, 1984.

STATUS IN A LAST AND AND A PARTY

15. R.B. Wiringa, V.Fiks, A.Fabrochini, Phys. Rev. C., 38, 1010, 1988.

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.354.6

О МОМЕНТЕ ИНЕРЦИИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. II. РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПОПРАВКИ

Л.Ш.ГРИГОРЯН^{1,2}, Г.Ф.ХАЧАТРЯН^{1,2} Поступила 6 марта 1997 Принята к нечати 16 апреля 1997

В І части была предложена приближенная формула, определяющая вклад релятивистских эффектов в момент инернии сверхилотной звезлы. В данной работе она проверена на молелях нейтронных звезд с 9 различными вариантами уравнения состояния сверхилотного вещества. Установлено, что для устойчивых конфитураций погрешность анпроксимации не превышает 5%. Вывелен более точный вариант формулы Равенола-Петика [4] для момента инернии как функции массы и раднуса нейтронной звезды.

1. Введение. В І части [1] было выведено релятивистское уравнение

$$\frac{di}{dr} = \frac{8\pi}{3}r^4 \frac{\rho + c^{-2}P}{1 - 2Gm/rc^2} \left(1 - \frac{2Gi}{c^2r^3}\right) \left(1 - \frac{Gi}{2c^2r^3}\right)$$
(1)

для накопленного момента инерции i(r) медленно вращающегося небесного тела. В (1) *m* - тяготеющая масса, накопленная внутри сферического слоя радиуса *r*; *P* и ρc^2 - давление и плотность полной энергии звездного вещества, *G* - ньютоновская гравитационная постоянная, а *c* - скорость света. Решая уравнение Оппентеймера-Волкова [2], совместно с (1), можно определить распределение давления *P*, массы *m* и момента инерции *i* в объеме сферически-симметрического небесного тела. На поверхности конфигурации i(R) = I, где $I = J/\Omega$ - релятивистское обобщение ньютоновского понятия момента инерции (*J* - полный момент количества движения для небесного тела и гравитационного поля, Ω - угловая скорость вращения системы, измеренная удаленным наблюдателем).

В той же l части для релятивистского множителя

$$\sigma = I/I_N \tag{2}$$

(4)

были предложены две приближенные формулы:

$$\sigma \approx \left(1 - \frac{2GI}{c^2 R^3}\right) \left(1 - \frac{GI}{2c^2 R^3}\right) / \left(1 - \frac{2GM}{c^2 R}\right) \equiv \sigma_0(I), \tag{3a}$$

$$\sigma \approx 2 / \left(y + \sqrt{y^2 - z^2} \right) \equiv \sigma_* (I_N), \tag{36}$$

гдс M = m(R) - тяготеющая масса небесного тела,

$$y = 1 - \frac{2GM}{c^2R} + \frac{5GI_N}{2c^2R^3}, \quad z = \frac{2GI_N}{c^2R^3}.$$

В (2) *I*. I_N - различные значения момента инершии одного и того же небесного тела. В отличие от *I* в определении $I_N = I_N(R)$ релятивистские эффекты не учитываются в том смысле, что $I_N(r)$ является решением уравнений Оппентеймера-Волкова совместно с уравнением

$$\frac{di_N}{dr} = \frac{8\pi}{3}\rho r^4 \tag{5}$$

нерелятивнетской теории. Подетановка первого из выражений (3): $\sigma \approx \sigma_0(I)$ в (2) приводит к $I/\sigma_0(I) \approx I_N$. Разрешая полученное равенство относительно I, приходим ко второй формуле: $\sigma \approx \sigma_1(I_N)$. Для конфигураций из несжимаемой жидкости она упрощается и, как показано в I части, воспроизводит результаты численных расчетов σ_1 , проведенных Чандрасекаром и Миллером [3], с погрешностью 5% во всем диапазоне центральных давлений от нуля до бесконечности.

В разделе 3 настоящей работы формула $I \approx \sigma_0 I_N$ проверена на моделях нейтронных звезд с 9 различными вариантами уравнения состояния вырожденного сверхплотного вещества. Там же предложен более точный вариант формулы Равенола-Петика [4]

$$I \approx \frac{0.21 MR^2}{1 - 2 GM/c^2 R}$$
(6)

для нейтронных звезд с не очень малыми массами. Выводы работы приведены в Заключении.

2. Уравнение состояния сверхплотного вещества. Гравитирующими системами, состоящими из атомных ядер, электронов, нуклонов, гиперонов и др. элементарных частиц, являются сверхплотные звезды (белые карлики и нейтронные звезды). Физика этих небесных тел охватывает уникальный круг задач на стыке астрофизики, физики элементарных частиц и атомного ядра. Нейтронные звезды являются сстественными лабораториями по проверке представлений о сильном гравитационном поле и свойствах вещества в надъядерной области плотностей $\rho > \rho_n$, $\rho_n \approx 3 \cdot 10^{14}$ г.см⁻³ - плотность сплошной ядерной материи. Центральным в определении массы, радиуса, момента инерции и др. параметров сверхплотных звезд является вопрос о зависимости плотности массы от давления вырожденного вещества:

$$=\rho(P)$$

(7)

(уравнение состояния). Реальные температуры в объеме сверхплотных звезд всегда значительно ниже температур вырождения частиц плазмы, и поэтому вкладом температуры в уравнение состояния можно пренебречь.

В случае белых карликов свойства вырожденного сверхплотного вещества (атомные ядра, окруженные вырожденным электронным газом) и его уравнение состояния достаточно основательно изучены. Иная ситуация в случае нейтронных звезд, внутри которых (за исключением тонкой

о моменте инерции нейтронных звезд. 11 509

коры) плотность вещества *P*≥*P*_n. При плотностях <u>p</u>~*p*_ атомные ядра существовать не могут, и мы имеем дело со сплошной ядерной материей, состоящей в основном из нуклонов. С повышением плотности в игру вступают гипероны, резонансы, а также пионы и каоны (о роли последних пока нет единого мнения). Наконец, при еще больших плотностях, когда среднее расстояние между барионами сравнивается с размером кваркового мешка нуклонов, происходит фазовый переход плазмы в состояние сплошной кварковой материи, состоящей из кварков и небольшого количества лептонов. Не претендуя на охват соответствующей общирной литературы, укажем лишь на работы [5-14] (см. также приведенные там ссылки).

Исследования по определению уравнения состояния вырожденной плазмы в надъядерной области плотностей условно можно разделить на лые группы: в первой используется нерелятивистская теория, а во-второй - теорстико-полевой подход. В первом случае задача сводится к выбору (а) нуклон-нуклонного потенциала и (б) метода расчета многочастичных эффектов. Множеством сочетаний вариантов (а) и (б) обусловлено существование ряда уравнений состояния. Однако подобные модельные уравнения состояния нуждаются в уточнении, поскольку в надъядерной области плотностей в игру вступают релятивистские эффекты, и описание межчастичных взаимодействий с помощью потенциалов оказывается неудовлетворительным. В моделях второй группы взаимодействие частиц описывается путем обмена квантами. Эти модели оперируют эффективным взаимодействием и удовлетворительно воспроизводят параметры сплошного ядерного вещества. Наряду с этим остается не выясненным вопрос об их согласии с данными по нуклон-нуклонному расссянию и об элекизтном описании свойств дейтрона. Дополнительные осложнения появляются при плотностях плазмы выше порогов стабилизации гиперонов вниду отсутствия исчерпывающей информации о характере гиперонгиперонных и гиперон-нуклонных взаимодействий. В ряде случаев они предполагаются одинаковыми, хотя и менее интенсивными, чем нуклоннуклонные взаимодействия. Объсктивные неопределенности в знании межчастичных взанмодействий и сложности в учете многочастичных эффектов затрудняют однозначный выбор уравнения состояния при плотностях порядка и выше ядерной.

Например, в [5,7,9,12,13] использованы два десятка вариантов уравнения состояния. В настоящей работе мы выбрали из них девять. Необходимая информация о моделях приведена в табл.1⁴. С ее помощью можно определить зависимость ρ от *P* в виде аналитических выражений, табличных данных и графиков.

^{*}Аналогичная таблица принедена в [4].

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИЗ [5,7,9,12,13]

Модель	Уравнение*, таблица, параграф**	Лите- ратура	Уравнение состояния		Данная η (%)	работа а
1	(29,13)*	[5]	Oppenheimer&Volkoff. 1939 (ideal neutron gas)		2.0	0.19
2	2	[7]	Pandhari pande 1971 (neutron), BBP ³ , BPS [*] and FMT [*]		3.4	0.27
3	3	[7]	Pandharipande 1971 (hyperon), BBP, BPS and FMT	,	3.1	0.26
4	7	[7]	Pandharipande 1971 (hyperon), Arponen 1972, BPS and FMT		2.8	0.25
5	8	[7]	Canuto&Chitre 1974, Pandharipande 1971, BBP', BPS' and FMT'		4.6	0.28
6	6.2**	[9]	Grigorian&Sahakian 1983		3.6	0.33
7	2	[12]	P 'S AØ' - 5, BBP" - 2 and BBP' - 1		3.4	0.25
8	7	12	PS ² , WFF ² - 3, BBP ² - 2, BPS ² - 1 and HZD ²		4.7	0.30
9	1 2 1	13	PS4, AØ4 - 5, BEHOØ -nr (non relativistic), BBP1 - 2, BBP1 - 1 and HZ	Dr	2.4	0.25

Примечания: В численных расчетах массы, радиуса и момента инерции нейтронных звезд мы использовали программу, общую для всех уравнений состояния. Для моделей 1-3, 6-9 результаты наших расчетов с явпадают с соответствующими данными [5,7,9,12,13]. Для 4-ой и 5-ой моделей имсются расхождения с данными [7].

Baym, Bete&Pethik 1971	Wiringa, Fiks&Fabrocini 1988
*Baym, Pethik&Sutherland 1971	Haensel, Zdunik&Dobaczewski 1989
Feynman, Metropolis&Teller 1949	^h Bao, Engvik, Hjorth-Jensen, Osnes&Østgaard 1994
Pandhari pande&Smith 1975	 погрешность аппроксимации (За) для устойчивых нейтронных звезд
Arnsten&Østgaard 1984	 а - безразмерная постоянная в (13)

Первая модель (идеальный нейтронный газ) была выбрана в качестве примера крайне "мягкого уравнения состояния". Разумеется, выбранные уравнения состояния не претендуют на охват всего множества имеющихся вариантов.

3. Проверка приближенных формул. Начнем с 6-ой модели уравнения состояния. Результаты интегрирования (1) совместно с уравнениями Оппенгеймера-Волкова (масса, раднус, момент инерции и т.д.) приведены в [9]. Мы заново провели расчеты, дополнив их интегрированием (5) совместно с уравнениями Оппенгеймера-Волкова. На рис.1 представлена зависимость отношения $\sigma/\sigma_0(I)$ от релятивистского фактора



Рис.1. Силонния кривая - зависимость отношения $\sigma/\sigma_0(1)$ от релятивистского фактора r_g/R нейтронной звезды. Пунктирная кривая - зависимость σ/σ_{RP} от r_g/R . Использована 6-ая молель уравнения состояния табл.1. Пояснения в тексте.

 $r_{\rm g}/R$ (сплошная кривая),

$$G_g = \frac{2}{c^2} GM$$

(8)

(9)

- гравитационный радиус нейтронной звезды. Приведенные данные охватывают все конфигурации от устойчивых нейтронных звезд (отрезок кривой между кружочками а и b) до неустойчивых конфигураций. Устойчивой нейтронной звезде с наибольшей массой 2.14 M_{\odot} соответствует кружочек b. Из хода кривой σ/σ_0 видно, что относительная погрешность аппроксимации $\sigma \approx c_0(I)$ составляет 3.6% для ветви устойчивых конфигураций. В случае $\sigma \approx \sigma_{\odot}(I_N)$ соответствующие погрешности еще меньше.

Согласно (За)

$$\sigma \approx \sigma_0(I) \approx u \sigma_{RP},$$

Л.Ш.ГРИГОРЯН, Г.Ф.ХАЧАТРЯН

$$\sigma_{RP} = \frac{1}{1 - r_g / R}, \quad a = \overline{\left(1 - \frac{2GI}{c^2 R^3}\right)} \left(1 - \frac{GI}{2c^2 R^3}\right) \le 1, \quad (10)$$

и поэтому (6) можно записать в виде

$$I \approx a \sigma_{RP} I_N, \quad I_N \approx 0.21 a^{-1} M R^2. \tag{11}$$

Зависимость σ/σ_{RP} от r_g/R также приведена на рис.1 (пунктирная кривая). Ход этой кривой указывает на то, что для устойчивых конфигураций погрешность аппроксимации $\sigma \approx a \sigma_{RP}$ составляет 18% (при оптимальном $a \approx 0.85$). что в 5 раз больше погрешности $\sigma \approx \sigma_{II}(I)$. Следовательно, имеется возможность уточнить (6) путем замены $\sigma \approx a \sigma_{RP}$ на (36):

$$I \approx \sigma_*(I_N) I_N. \tag{12}$$

Для этого необходимо I, выразить через массу и радиус нейтронной звезды. Это можно сделать аналогично (11):

$$I_N \approx \alpha M R^2$$
 при $M > 0.5 M_{\odot}$. (13)

Для уравнения состояния, использованного в [4], $\alpha = 0.21 a^{-1}$. В случае несжимаемого звездного вещества в (13) имеет место знак равенства и $\alpha = 2/5$. На рис.2а приведена зависимость I_N/MR^2 от r_g/R (кривая d). Вертикальные прямые соответствуют нейтронным звездам с массами 0.5; 1 и 2.14 M_{\odot} соответственно. Из приведенного графика ясно, что формула (13) справедлива при

$$\alpha \approx 0.33. \tag{14}$$

В верхней части рис.2а представлены графики функции I_N/M^3 для трех значений $\beta = 1.58$; 1.62 и 1.65 (кривые с, b и a), из которых следует, что

$$I_N \approx 9.2 \cdot 10^{44} \left(M/M_{\odot} \right)^{1.67} \text{ r-cm}^{-4} \text{ при } M < M_{\odot}.$$
(15)



Рис.2а. Кривые a, b, c - графики функции $I_N/I_0 (M/M_{\odot})^{\beta}$ для $\beta = 1.65$: 1.62 н 1 58 соответственно, $J_0 = 10^{42}$ г см². Кривая d - зависимость I_N/MR^2 от r_g/R .

Сшивая (13) и (15), приходим к формулс

$$I_N \approx \begin{bmatrix} 0.33 \ MR^2 & \text{при } M \ge 0.7 \ M_{\odot} \\ 9.2 \cdot 10^{44} (M/M_{\odot})^{1.62} & \text{при } M \le 0.7 \ M_{\odot}. \end{bmatrix}$$
(16)

Функция $I/\sigma_*(I_N)I_N$ приведена на рис.26 (кривая е). Как видим, суммарная погрешность (12) и (16) не превышает 6% для всей ветни устойчивых нейтронных звезд с $0.03 \le M \le 2.14 M_{\odot}$. Выражения (12) и



Рис.2b. Отношение $1/\sigma_* I_N$ в зависимости от r_R/R (кривая с). I_* вычислено по формуле (16). Использована 6-ая модель уравнения состояния табл.1. Дальнейшие пояснения в тексте.

(16) являются более точным вариантом формулы Равенола-Петика (6). Перейдем к другим моделям уравнения состояния.

На рис.За приведсны графики тех же функций, что и на рис.1. Цифры указывают модели уравнений состояния согласно табл.1. Сплошные кривые соответствуют отношению $\sigma/\sigma_0(I)$, пунктирные – отношению



Рис.За. Графики тех же функций. что и па рис.1 для различных вариантов уравнения состояния сверхилотного вещества. Цифры указывают модели уравнения состояния согласно табл.1. σ/σ_{RP} . Из хода кривых видно, что за исключением 1-ой модели аппроксимация $\sigma \approx \sigma_0(I)$ в ≈ 6 раз точнее аппроксимации $\sigma \approx a \sigma_{RP}$ (при оптимальном выборе 0.8 < a < 0.9, зависящем от модели). Погрешность самой аппроксимации $\sigma \approx \sigma_0(I)$ для устойчивых нейтронных звезд составляет 2-5% (см. 5-ый столбец табл.1).

Ограничимся рассмотрением нейтронных звезд с $M > 0.5 M_{\odot}$. для которых зависимость I_{N} от M и R определяется формулой (13). На рис.3b приведены графики функции I_{N}/MR^{2} в зависимости от r_{s}/R (ср. с кривой d рис.2a). Определенные по этим графикам оптимальные значения



Рис.3b. Отношение I_N/MR^2 в зависимости от r_X/R . Кружочек на кривой (при наличии) соответствует нейтронной звезде с $M = 0.5 M_{\odot}$ (ср. с кривой d рис.2a).

а приведены в последнем столбце табл.1. Имея а, по кривой I_N/MR^2 можно оценить погрешность аппроксимации (13) для той или иной мод ели уравнения состояния (кружочек на кривой соответствует нейтронной звезде с $M = 0.5 M_{\odot}$). В любом случае она значительно больше погрешности формулы (12).

Погрешность объединенной аппроксимации (12), (13) можно определить по графикам функции $I/\sigma_{\bullet}(I_N)I_N$. Соответствующие кривые приведены на рис.4 (значения α взяты из табл.1). Кружочки на кривых соответствуют нейтронным звездам с $M = 0.5 M_{\odot}$. Воспользовавшись (11), (13), придем к формуле

$$I \approx a \sigma_{RP} I_N \approx \frac{\alpha \, a M R^2}{1 - r_e/R},\tag{17}$$

частным случаем которой является (6). Как и следовало ожидать, предлагаемая нами аппроксимация (12), (13), точнее (17). Однако следует иметь в виду, что выигрыш в точности, обусловленный использованием $\sigma \approx \sigma_{\bullet}(I_N)$ вместо $\sigma \approx a \sigma_{RP}$, частично теряется использованием менее точной аппроксимации (13).



Рис.4. Графики функции $I/\sigma_{*}I_{N}$ для различных вариантов уравнения состояния сверхилотного вещества (ср. с рис.2b). Обозначения те же, что и на рис.3. I_{*} вычислено по формуле (13). Пояснения в тексте.

4. Заключение. В І части [1] было выведено релятивистское уравненис (1) для накопленного момента инерции i(r) медленно вращающегося небесного тела. Была предложена и апробирована на модели сверхплотного небесного тела из несжимаемого вещества аппроксимация (3a) для $\sigma = I/I_N$, гдс I = i(R) - момент инерции, вычисленный с использованием уравнения (1) релятивистской теории, а $I_N = i_N(R)$ аналогичная величина, вычисленная с использованием уравнения (5) нерелятивистской теории.

В настоящей II части работы аппроксимация (За) апробирована на моделях нейтронных звезд с 9 различными вариантами уравнения состояния сверхплотного вещества. Для устойчивых конфигураций погрешность аппроксимации составляет 2-5% (см. 5-ый столбец табл.1). При переходе от (За) к более простой формуле (9) за исключением 1-ой модели погрешность возрастает примерно в 5 раз (см. рис.1 и За).

На основе (3а) предложены выражения (12) и (13), связывающие момент инерции *I* с массой *M* и шваришильдовским радиусом *R* нейтронной звезды ($\sigma_{\bullet}(I_N)$ определено в (36), (4), значения α для разных вариантов уравнения состояния приведены в табл.1). Выражения (12) и (13) точнее формулы Равенола-Петика (6).

В расчетах использован PC Pentium, подаренный Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства образования и науки Республики Армения.

¹Институт прикладных проблем физики, Армения ²Ереванский государственный университет, Армения

Л.Ш.ГРИГОРЯН, Г.Ф.ХАЧАТРЯН

ON NEUTRON STARS MOMENT OF INERTIA. II. RELATIVISTIC EFFECTS

L.Sh.GRIGORIAN¹², H.F.KHACHATRIAN¹²

An approximation for the contribution of relativistic effects to the moment of inertia of a superdense star was proposed in the first part [1]. In this paper the approximation is checked on the models of neutron stars for 9 different versions of the equation of state for a superdense matter. It is accurate to 5% for stable configurations of neutron stars. More accurate version of the Ravenhall-Pethick formula [4] for the moment of inertia of a neutron star in terms only of its mass and radius is derived.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Л.Ш.Григорян. Г.Ф.Хачатрян, Астрофизика, 40, 87. 1997.
- 2. J.R. Oppenheimer, G.M. Volkoff, Phys. Rcv., 55, 374, 1939.
- 3. S. Chandrasekhar, J.C. Miller, Mon. Notis. Roy. Astron. Soc., 167, 63, 1974.
- 4. D.G.Ravenhall, C.J.Pethick, Astrophys. J., 424, 846, 1994.
- 5. Г.С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. Наука, М., 1972.
- 6. Г.Бете, Теория ядерной материи, Мир., М., 1974.
- 7. W.D.Arnett, R.L.Bowers, Astrophys. J., 33, 415, 1977.
- 8. А.Б.Мигдал, Фермионы и бозоны в сильных полях, Наука, М., 1978.
- 9. L.Sh. Grigorian. G.S.Sahakian, Astrophys. Space Sci., 95, 305, 1983.
- 10. R.B. Wiringa, Rev. Mod. Phys., 65, 231, 1993.
- 11. H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.F.Staubo, Phys. Rcv. Lett., 70, 1355, 1993.
- 12. G.Bao, E.Østgaard, B.Dybvik, Int. J.Mod. Phys., D3, 813, 1994.
- 13. G.Bao, L.Engvik, M.Hjorth-Jensen, E.Osnes, E.Østgaard, Nucl. Phys., A575, 707, 1994.
- 14. K. Westerberg, Phys. Rev., D51, 5030, 1995.
АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.8:531.51

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ДИЛАТОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ. II

А.А.СААРЯН

Поступниа 16 сентября 1996 Принята к печати 1 октября 1996

Продолжены исследования по струпной космологии с непертурбативным дилатонным потенциалом, начатые в первой части работы. Методами качественной теории динамических систем рассмотрена картина космологической эволюции изотропной грави-лилатонной модели для различных случаев поведения потенциала в области сильной связи. Обсуждаются особенности моделей с потенциалами, принимающими огрицательные значения в некогорых интервалах значений поля дилатона. Рассмотрен конкретный механизм генерапии непертурбативного потенциала, основанный из конденсации калибрино в скрытом секторс калибровочной группы.

1. Введение. Данная статья является второй частью работы, посвященной космологическим моделям в низкоэнергетической теории струн с дилатонным потенциалом. В первой части [1] было показано. что (см. также [2-5]) в общем конформном представлении низкоэнергетическая теория струн эквивалентна обобщенной *D*-мерной скалярнотензорной теории Йордана-Бранса-Дикке с самодействующим скалярным полем и зависящим от этого поля негравитационным лагранжианом.

Для плоской анизотропной космологической модели с *n* изотропными подпространствами M^i , i = 1, ..., n, система полевых уравнений сводится к автономной динамической системе (n+2)-го порядка относительно функций φ , $x = \dot{\varphi}$, R_i / R_i (см. (I3.1) (здесь и ниже римская цифра I перед номерами формул указывает на формулы из [1])), где φ -поле дилатона, R_i -масштабный фактор подпространства M^i , точка над буквой означает производную по времени. Из этой динамической системы можно получить замкнутую систему

$$\dot{\varphi} = x, \ \dot{x} = -zy - e^{f v} V'(\varphi), \quad \dot{y} = -y^2 + e^{f \varphi} \Big[f V' / 2 + 2 A^2 V \Big]$$
(1.1)

с дополнительным ограничением

$$(y + fx/2)^2 \ge A^2 (x^2 + 2e^{f\varphi}V),$$
 (1.2)

где знак равенства соответствует изотропным моделям. Здесь

$$f = c - \frac{4}{D-2} = \frac{2b}{D-2}, \ A = \frac{2\sqrt{D-1}}{D-2}, \ y = \sum_{l=1}^{n} n_l \dot{R}_l / R_l + bx,$$
 (1.3)

А.А.СААРЯН

$$V(\varphi) = \frac{D-2}{8} \exp\left(\frac{4\varphi}{D-2}\right) \widetilde{V}(\varphi),$$

параметр с связывает метрики в конформном и струнном представлениях. $G^{MN} = e^{c\phi} \tilde{G}^{MN}$, $\tilde{V}(\phi)$ - дилатонный потенциал в струнном представлении (см. выражение (I2.1) для низкоэнергетического струнного действия). В [1] показано, что в ходе космологической эволюции анизотропные решения будут стремиться к изотропным или уходить в бесконечность фазового пространства. Были рассмотрены случаи точно решаемых потенциалов.

Данная работа посвящена качественному анализу изотропных космологических моделей для различных случаев поведения дилатонного потенциала в области сильной связи. Результаты анализа подытожены на рис. 1-4. В разделе 3 исследованы особенности грави-дилатонных моделей с потенциалами, принимающими отрицательные значения в некоторых областях значений дилатона. Здесь же рассмотрен реалистический пример потенциала, генерируемого конденсацией калибрино в скрытом секторе калибровочной группы.

2. Качественный анализ изотропной грави-дилатонной модели. В изотропной грави-дилатонной космологичсской модели $R_1 = R_2 = = \dots = R_n \equiv R$ и в условии (1.2) имест место знак равенства. Это позволяст снизить порядок динамической системы (1.1), исключив одну из трех функций φ , x, y. В качестве исходных выберем функции φ и x. Соответствующая система примет вид

$$\dot{\varphi} = x, \ x = fc^2 / 2 \pm Ax \sqrt{x^2 + 2e^{\int \varphi V(\varphi)} - e^{\int \varphi V'(\varphi)}}.$$
 (2.1)

Масштабный фактор определяется из соотношения

$$h = \frac{R}{R} = -f \frac{x}{2} \mp \frac{2}{(D-2)\sqrt{D-1}} \sqrt{x^{2} + 2e^{f \phi} V(\phi)}.$$
 (2.2)

В этом разделе мы исследуем основные свойства динамической системы (2.1) методами качественной теории динамических систем. Одним из наиболее важных этапов качественного анализа является нахождение особых точек и выяснение их характера. В конечной части фазовой плоскости (φ , x) особыми для системы (2.1) являются точки (φ_0 ,0), где φ_0 является экстремумом потенциала, причем в этой точке значение самого потенциала должно быть неотрицательным

$$V'(\varphi_0) := 0, \quad V(\varphi_0) \ge 0.$$
 (2.3)

Соответствующими решениями являются *D*-мерное пространство-время Минковского при $V(\varphi_0) = 0$ и решение де-Ситтера при $V(\varphi_0) > 0$. Собственные числа особых точек имсют вид

$$\lambda_{1,2} = e^{f \varphi_0 / 2} \left(-A \sqrt{V_0 / 2} \pm \sqrt{A^2 V_0 / 2 - V_0''} \right).$$
(2.4)

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ.II 519

Здесь и ниже мы пользуемся обозначением $V_0^{(n)} = V_0^{(n)}(\varphi_0)$. Характер особой точки определяется величинами V_0 и $V_0^{(n)}$. В зависимости от их значений имеем следующие типы особых точек:

1) при $V_0 < 0$ имеем $\lambda_1 > 0$, $\lambda_2 < 0$ и особая точка является седлом. Например, на рис.1*a* ей соответствует точка *A*, (на приведенных ниже рисунках проведено отображение фазовой плоскости (φ , *x*) на единичный круг согласно

$$\varphi = \frac{\rho}{1-\rho}\cos\theta, \quad x = \frac{\rho}{1-\rho}\sin\theta, \quad 0 \le \rho \le 1, \quad 0 \le \theta \le 2\pi, \quad (2.5)$$

что позволяет включить в исследуемую схему также бесконечно удаленные точки плоскости ((φ, x)). Направления сепаратрис в особой точке (на рис. 1*а* это сепаратрисы A, B_1, A, B_2) определяются собственными векторами $\overline{n}^{(i)}$:

$$\bar{i}^{(i)} = \left(1 + \lambda_i^2\right)^{-\frac{1}{2}} (1, \lambda_i), \quad i = 1, 2.$$
(2.6)

2) Для значений

$$0 < V_0'' < A^2 V_0 / 2 \tag{2.7}$$

из выражений собственных чиссл (2.4) следуст, что оба они одинакового знака и особая толка является устойчивым узлом ($\lambda_i < 0$) (см. соответствующую точку на рис.2*a*), собственные векторы которого по-прежнему определяются соотношениями (2.6). Все траектории в окрестности особой точки, кроме исключительных, касаются собственного вектора $\bar{n}^{(1)}(|\lambda_1| < < |\lambda_2|)$. Случаю $V_0 = A^2 V_0/2$ соответствует устойчивый звездный узсл. 3) При

$$0 < A^2 V_0 / 2 < V_0^{"} \tag{2.8}$$

особая точка является невырожденным устойчивым фокусом (см. фокусы на рис. 1-3) при $V_0 \neq 0$, причем вращение вокруг особой точки происходит по направлению движения часовой стрелки (в пункте 5 мы увидим, что фокусом является также особая точка в случае $V_0 = 0$).

Пусть

$$V_0 > 0, \ V_0^{(i)} = 0, \ i = 1, \dots, m-1, \ V_0^{(m)} \neq 0, \ m \ge 3.$$
 (2.9)

Одно из собственных чисся равно нулю и поэтому особая точка является вырожденной. Для простоты будем работать в эйнштейновском представлении. Введя новую функцию

$$\overline{\varphi} = x + A \sqrt{2V_0} (\varphi - \varphi_0), \qquad (2.10)$$

систему (2.1) в окрестности особой точки можно записать в виде

$$\overline{\phi} = Q(\overline{\phi}, x), \quad \dot{x} = -A\sqrt{2}V_0 \ x + Q(\overline{\phi}, x), Q(\overline{\phi}, x) = -\frac{V_0^{(m)}}{(m-1)!} \frac{(\overline{\phi} - x)^{m-1}}{(A\sqrt{2}V_0)^{m-1}} - \frac{x^3}{2V_0} + \dots$$
(2.11)

А.А.СААРЯН

Согласно стандартной схеме (см., например. [6,7]) отсюда следует. что особая точка имеет характер а) седла при четном *m* и $V_0^{(m)} < 0$; б) устойчивого узла при четном *m* и $V_0^{(m)} > 0$; в) особой точки с одним устойчивым узловым сектором и двумя седловыми при нечетном *m* (см рис.2b), трасктории узлового сектора стремятся к особой точке справа от сепаратрисы $x = -A\sqrt{2V_0}(\varphi - \varphi_0)$ при $V_0^{(m)} > 0$ и слева - при $V_0^{(m)} < 0$. Эти устойчивые сепаратрисы разделяют узловой сектор от седловых.

5) При $V_0 = 0$, $V_0 > 0$ соответствующая линейная система в особой точке имеет центр и, следовательно, как и в предыдущем случае требуется дополнительный анализ с включением нелинейных членов. Такой анализ показывает, что особая точка является устойчивым фокусом, вращение траскторий вокруг которого происходит по направлению двих ения часовой стрелки. Асимптотическое поведение решений в окрестности особой точки имеет вид

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{D-2}{\sqrt{D-1}} \frac{\cos\left(\sqrt{V_0} e^{f \cdot w_2} t\right)}{\sqrt{V_0} e^{f \cdot w_2} t},$$

$$h = \frac{1}{\sqrt{D-1} t} \left[\frac{2}{\sqrt{D-1}} - b \sin\left(\sqrt{V_0} e^{f \cdot w_2} t\right) \right].$$
(2.12)

В частности, в эйнштейновском представлении $h \sim 2 / (D-1)t$, и мы приходим к результату работы [8], где рассматривается потенциал $m^2 \varphi^2$.

6) И, наконец, при $V_0 = V_0'' = 0$ оба собственных числа равны нулю. Пусть

 $V_0^{(i)} = 0, \ i = 1, \dots, m-1; \ V_0^{(m)} \neq 0, \ m \ge 3.$ (2.13)

Для неотрицательных потенциалов *т* должно быть четным числом и $V_0^{(m)} > 0$. Анализ по стандартной схеме (см., например, [6]) приводит к заключению, что соответствующая особая точка является устойчивым фокусом.

Рассмотрим теперь поведение фазовых траскторий динамической системы (2.1) на бесконечности фазовой плоскости. Прежде всего заметим, что если потенциал удовлетворяет условию

 $V(\phi) \cdot \exp(\pm 2A\phi) \to 0$ при $\phi \to \infty$, (2.14)

то его вкладом на бесконечности фазовой полуплоскости $\pm x > 0$ можно пренебречь (об особом решении, для которого это не так. см. ниже) и решения системы (2.1) имеют вид (14.7). (14.8), а $(2\sqrt{D-1} \pm b)i \rightarrow \pm \infty$. В этой стадии поведение модели является кинетически доминированным для дилатона: $\varphi^2 >> V(\varphi)$. Кроме этих решений система (2.1) при условии (2.14) имеет также одно особое решенис, не удовлетворяющее условико кинетической доминантности. В области $\varphi \rightarrow \infty$ это решение имеет следующее асимптотическое поведение:

520

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ.II 521

1) для потенциалов со степенной зависимостью на бесконечности

$$V(\varphi) \sim B[\varphi]^{at}, \quad \varphi \to \infty,$$
 (2.15)

оно в этой области имсет вид

$$x(\varphi) \approx -\frac{V'(\varphi)\exp(f\varphi/2)}{.4\sqrt{2V(\varphi)}} \sim -\frac{m}{A}\sqrt{\frac{B}{2}}|\varphi|^{\frac{m}{2}-1}e^{f\frac{\omega}{2}}s_{z}m\varphi, \quad \varphi \to \infty$$
(2.16)

с масштабным фактором

$$R \approx \exp\left[\frac{-8}{\left(D-2\right)^2} \int \frac{V(\varphi)}{V(\varphi)} d\varphi\right] \sim \exp\left[\frac{-4\varphi^2}{\left(D-2\right)^2 m}\right].$$
 (2.17)

Временная зависимость этого решения при f=0 имсет вид

$$\varphi = \pm \left[\frac{m(m-4)}{2A} \sqrt{\frac{B}{2}} t \right]^{\frac{N}{4-m}}, \quad m \neq 0,4,$$
 (2.18)

где $t \rightarrow +\infty, -\infty, +0$ соответственно при m < 0, 0 < m < 4, m > 4. При m=4

$$\varphi = \varphi_0 \exp\left(-4\sqrt{2}\overline{B}t/A, \quad t \to -\infty.$$
(2.19)

В случае *m*=0 во второй оценке (2.16) следует учесть следующие поправки. Если

$$V(\varphi) - B + B_k / |\varphi|^k, \quad k > 0, \quad \varphi \to \infty.$$
(2.20)

то особос решение имест вид

$$x(\varphi) = \frac{kB_k}{A\sqrt{2B}} |\varphi|^{-k-1} \cdot gn\,\varphi, \qquad (2.21)$$

со следующей временной зависимостью:

$$\varphi = \left[\frac{k(k+2)}{A\sqrt{2B}}B_k t\right]^{t_{(k+2)}}, \quad R = R_0 e^{ht}, \quad h = \text{const}, \quad t \to \infty.$$
(2.22)

В исэйнштейновских представлениях $(f \neq 0)$ зависимость $\varphi(t)$ в области $\varphi \rightarrow \infty$ определяется экспоненциальным множителем в (2.16) и имеет вид

$$\left|\varphi\right|^{1-\frac{m}{2}}e^{-\frac{r}{2}} = \pm \frac{mf}{2A}\sqrt{\frac{B}{2}}t, \quad \varphi \to \pm \infty, \tag{2.23}$$

лри *т* ≠ 0 и

$$|\varphi|^{k+1} e^{-I \frac{\varphi'}{2}} = \mp \frac{k B_k f}{2 \sqrt{2B}} t, \quad \varphi \to \pm \infty,$$
 (2.24)

при m=0 (см. (2.20)).

Для этого решения $\phi^2 << V(\phi)$ при $\phi \to \infty$.

2) Для потенциалов с экспоненциальной зависимостью на бесконечности:

$$V(\varphi) \sim V_{U} e^{\beta \varphi}, \ \varphi \to \infty$$
 (2.25)

THE DEST OF THE REAL TRADE &

особое решение существуст при

$$|\beta| < 2A \tag{2.26}$$

и в пределе $\phi \rightarrow \infty$ имест вид (14.14) с зависимостью от времени (14.15) или (14.17), если $f + \beta = 0$. Заметим, что для этого решения $\dot{\phi}^2 \sim V(\phi)$ при $\phi \rightarrow \infty$.

Перейдем теперь к систематическому изучению фазовой картины системы (2.1) на бесконечности методами качественной теории динамических систем. Для этого введем полярные координаты (ρ , θ) согласно (2.5). Теперь точкам на бесконечности фазовой плоскости (ϕ , x) соответствуют точки окружности $\rho=1$. Введя также новую временную координату η согласно $d\eta = dt/(1 - \rho)$, исходную систему (2.1) запишем в виде

$$\frac{d\rho}{d\eta} = \rho^{2} (1 - \rho) \sin\theta \left[(1/\rho - 1) \cos\theta + \frac{1}{2} \sin^{2} (1 - \rho) \sin^{2} (1 - \rho) \sin^{2} (1 - \rho) \sin^{2} (1/\rho - 1)^{2} V(\phi) e^{f(\phi)} - (1/\rho - 1)^{2} V'(\phi) e^{f(\phi)} \right],$$

$$\frac{d\theta}{d\eta} = -(1 - \rho) \sin^{2} \theta + \rho \cos \left[\frac{f}{2} \sin^{2} \theta - (1/\rho - 1)^{2} V(\phi) e^{f(\phi)} - (1/\rho - 1)^{2} V'(\phi) e^{f(\phi)} \right],$$
(2.27)
$$- A \sin \theta \sqrt{\sin^{2} \theta + 2(1/\rho - 1)^{2} V(\phi) e^{f(\phi)}} - (1/\rho - 1)^{2} V'(\phi) e^{f(\phi)} = 0,$$

где $\varphi = \rho \cos \theta / (1 - \rho)$. Если потенциал при $\varphi \to \infty$ имсет вид (2.15) с $m \le 2$, то в эйнштейновском представлении особыми для системы (2.27) являются следующие точки окружности $\rho=1$ (картина фазовых траскторий в общем конформном представлении получается из эйнштейновского представления преобразованием $x \to x \exp(-f \varphi/2)$):

1) точка $\theta=0$ - устойчивый узел при m<0 или m=0, $B_k<0$ (см, (2.20)), причем все траектории входят в особую точку из сектора 0>0 (см. рис. 1b). Если m>0 или m=0, $B_k>0$, то эта особая точка является седлом с двумя секторами (точка на рис.1*a*), неустойчивой сепаратрисой которых является особое решение (2.16);

2) точка $\theta = \pi/2$. В ее окрестности потенциальными членами можно пренебречь и особая точка является неустойчивым вырожденным узлом, причем траектории выходят из особой точки, находясь левее от оси $\theta = \pi/2$ (точка B_1 на рис. la);

3) $\theta = \pi$. Характер этой особой точки тот же, что и в случае $\theta = 0$. Теперь при m < 0 траектории входят в особую точку из сектора $\theta > \pi$;

4) $\theta = 3\pi/2$. Точка является неустойчивым вырожденным узлом. Вблизи нес траектории выходят в область $\theta > 3\pi/2$ (точка *B*, на рис.1*a*).

В случае m>2 следует ввести новую временную координату $d\eta' = (1 - \rho)^{\frac{m}{2}} \cdot dt$. Соответствующий анализ в этом случае показывает, что при m<4 особые точки и их качественный характер те же, что и при m=2, с тем отличием, что теперь сепаратрисы точек $\theta=0$ и $\theta=\pi$ касаются окружности p=1. При m=4 особыми являются следующие точки окружности p=1:

$$\theta = \pi/2$$
, $\theta = 3\pi/2$, $\theta = -\arctan\left(2\sqrt{2B}/A\right)$, $\theta = \pi - \arctan\left(2\sqrt{2B}/A\right)$. (2.28)

Фазовая картина в окрестности первых двух из них та же, что и выше. Последние две точки являются седловыми с двумя секторами, неустойчивой сепаратрисой которых является особое решение (2.16) с временной зависимостью (2.19) (см. рис. 2а). При m>4 на окружности $\rho=1$ остаются две особые точки $\theta=\pi/2$ и $\theta=3\pi/2$. Они являются вырожденными с одним неустойчивым узловым и одним седловым секторами, сепаратрисой которых является особое решение (2.16) с асимптотическим поведением (2.17) и (2.18) при $t \rightarrow +0$ (см., например, точку $\theta=3\pi/2$ на рис. 2b и 3b). Для точки $\theta=\pi/2$ узловой сектор находится справа от сепаратрисы, для точки $\theta=3\pi/2$ - слева. Аналогичная картина верна и для потенциалов с экспоненциальным поведением (2.25) при условни (2.26). Теперь сепаратриса, разделяющая узловые и седловые секторы особых точек, описывается уравнением (14.16).

И, наконец, если при $\phi \rightarrow \infty$ потенциал стремится к бесконечности по закону (2.25) с $\beta \ge 2A$ или быстрее, то соответствующая динамическая система не имеет особых точек на бесконечности.

Результаты проведенного качественного анализа грави-дилатонных космологических моделей, описываемых динамической системой (2.1), подытожены на рис. 1-3, где приведены фазовые картины эйнштейновского представления (f = 0) после предварительного отображения фазовой плоскости (ϕ , x) на единичный круг ($0 \le \rho \le 1$, $0 \le \theta \le 2\pi$) согласно (2.5). Фазовые картины в общем конформном представлении получаются преобразованием $x \to \lambda e^{-f|\phi|^2}$. Рассмотрены модели расширения, соответствующие нижнему знаку в (2.1). Модели сжатия получаются отсюда преобразованием $t \to -t, x \to -x$. Следует отметить, что истинные траектории лежат на поверхности (см. (1.5) со знаком равенства и в эйнштейновском представлении)

$$y^{2} = x \left[x^{2} + 2V(y) \right]$$
 (2.29)

в фазовом пространстве (ϕ , *x*, *y*) и фазовые портреты в плоскости (ϕ , *x*) есть ортогональные проекции истинной картины на горизонтальную плоскость. На рисунках эти портреты приведены для качественно различных случаев поведения дилатонного потенциала в области сильной связи $\phi \ge -1$. Во всех случаях предполагается, что $V(\phi) \rightarrow 0$ при $\phi \rightarrow -\infty$, вследствие чего характер особых точек $\rho = 1$, $0 = \pi/2$ и $\rho = 1$, $\theta = \pi$ один и тот же на всех рисунках. В частности, вблизи первой из них (см., например, точку B_1 на рис.1а) траектории описываются решением (I4.7) (с верхним знаком) нулевого потенциала.

Для потенциала, изображенного на рис.1а, в зависимости от соотно-

523

шения между его значениями в локальном максимуме и минимуме, воз-



Рис.1. Фазовые портреты моделей расширения динамической системы (2.1) в эйнипейповском представления, соответствующие изображенным потенциалам. Предполагается, что в локальных минимумах потенциала выполнено условне (2.8). В случае (а) поведение потенциала при $\phi \to +\infty$ является стененным: $V(\phi) \sim \phi^{ab}$, $0 < m \le 2$.

можны три качественно различных случая, когда конечной точкой эволюции особого решения, соответствующего неустойчивой сепаратрисе седла A_1 , является 1) фокус, 2) точка A_3 , 3) точка A_2 . На рис.1*а* изображен фазовый портрет для первого из этих вариантов. Вблизи седла асимптотика особого решения, соответствующего выходящей сепаратрисе, имсет вид (2.21) и описывает эволюцию, начинающуюся в бесконечно далеком прошлом, согласно (2.23) (верхний знак) и

$$h = \frac{\sqrt{8 B \, \phi^{m/2}}}{(L-2)\sqrt{D-1}}, \quad z \to -\infty, \quad 0 < m < 4.$$
(2.30)

Так как вблизи этой сепаратрисы $\dot{\phi}^2 \ll V(\phi)$, то в этой области следует ожидать возникновения инфляционных стадий. Вопросы общности и условий реализации этих стадий расширения в ОТО с массивным скалярным полем рассмотрены в [8] (см. также [9] для струнных моделей с кнадратичным дилатонным потенциалом). С учетом $\dot{\phi}^2 \ll V$ из (2.2) для моделей расширения имеем

$$h \approx \frac{\sqrt{8V(\phi)}}{(D-2)\sqrt{D-1}}.$$
 (2.31)

Для отношения масштабного фактора в некоторый начальный момент времени t_i к масштабному фактору в некоторый конечный момент времени t_i из (2.1), (2.31) получаем

$$\frac{R(t_f)}{R(t_i)} \approx \exp\left[\frac{-1}{D-1} \int_{x(t_i)}^{x(t_f)} \frac{dx}{x + \left[\sqrt{2} \frac{dx}{V(\varphi)}\right]}\right]$$
(2.32)

Rowell 2.1 11 "

DER DAM NORTH ANT DR LI

LENT AND AND A PROPERTY AND

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ.II 525

Отсюда следует, что значительный рост масштабного фактора возможен для тех траскторий, которые к моменту t_i подходят достаточно близко к сспаратрисе, выходящей из точки A_1 (в инфляционных стадиях отношение $R(t_f)/R(t_i)$ должно быть порядка $10^{25}-10^{30}$). Заметим, что, согласно (2.17), отношение (2.32) можно выразить через начальное и конечное значения поля дилатона

$$\frac{R(t_f)}{R(t_i)} \approx \exp\left[\frac{4\left(\varphi_i^2 - \varphi_f^2\right)}{m(D-2)^2}\right],$$
(2.33)

откуда видно, что даже небольшос изменение дилатона может обеспечить достаточную степень инфляции. Приближенная формула (2.33) верна во всех конформных представлениях (конформные преобразования приводят к линейным по φ поправкам в экспоненте, которые при достаточно больших φ (напомним, что мы рассматриваем окрестность точки A_1) малы по сравнению с квадратичными членами этой формулы). Таким образом, инфляционный рост масштабного фактора вблизи особого решения (2.16) происходит во всех конформных представлениях. Отметим также, что если в окрестности локального максимума потенциал является достаточно плоским, то инфляционные траектории могут существовать и в окрестности выходящей сепаратрисы соответствующей седловой точки (точка A_1 , на рис.1a).

Вывод о существовании инфляционных траекторий в окрестности особого решения (2.16) справедлив и для потенциалов (2.15) с $m \ge 4$. На рис.2*a* изображен случай m = 4, когда для инфляционной сепаратрисы $x = -\sqrt{8 B} \varphi / A$ при $\varphi \to +\infty$. Предполагалось, что локальный минимум удовлетворяет условию (2.7) и поэтому соответствующая особая точка



Рис.2. То же, что и на рис.1. В локальном минимуме потенциала (*a*) выполнено условие (2.7), а при $\varphi \to +\infty$, $V(\varphi) \sim \varphi^4$. Для потенциала (*b*) $V(\varphi) \sim \varphi^m$. m > 4 или $V(\varphi) \sim e^{i\varphi}$, $0 < \beta < 2A$ при $\varphi \to +\infty$.

А.А.СААРЯН

является устойчивым узлом. Для потенциала на рис.2*b* соответственно имеем (2.8) и m > 4, когда особая точка $\rho = 1$, $\theta = 3\pi/2$ является вырожденной с узловым и седловым секторами, сепаратрисой которых является особое решение (2.16). Имеется также другая вырожденная особая точка на полуосн $\theta = 0$, соответствующая точке перегиба потенциала. Фазовая картина имеет вид рис.2*b* и для потенциалов (2.25) при условиях (2.26) и $\beta > 0$. При $\phi \to +\infty$ сепаратриса в точке $\rho = 1$, $\theta = 3\pi/2$ в этом случае описывается уравнением (14.14) (с f = 0) и временной зависимостью масштабного фактора

$$R \sim t^{16/\beta^2(D-2)^2}, t \to \pm 0.$$
 (2.34)

При условии $\beta < 4/(D-2)$ это соответствует моделям степенной или расширенной инфляции (extended inflation) [9-11] в эйнштейновском представлении. На обоих фазовых картинах рис.2 изображен случай, когда конечной точкой эволюции особого решения (2.16) является локальный минимум потенциала.

Для экспоненциальных на бесконечности потенциалов (2.25) с $\beta > 2A$ точка $\rho = 1, \theta = 3\pi/2$ не является особой, и соответствующая фазовая картина имеет вид, изображенный на рис.3*a*. Фазовая картина для экспоненциального на бесконечности потенциала с двумя локальными минимумами, удовлетворяющего условию (2.26), приведена на рис.3*b*. Предположено выполнение условия (2.8) в обоих минимумах.



Рис.3. То же, что и на рис.1. Для потепциала (*a*) $V(\phi) \sim e^{i\phi}$, $\beta \geq 2A$ при $\phi \to +\infty$. Потенциал (*b*) обладает двумя локальными минимумами удовлетворяющие условню (2.8) и $V(\phi) \sim e^{i\phi}$, $0 < \beta < 2A$ при $\phi \to +\infty$.

Рассмотрим теперь картину фазовых траекторий грави-дилатонной изотропной космологической модели в плоскости (φ , h). Исключив x из системы уравнений (1.1), с помощью (1.2) (со знаком равенства) в эйнштейновском представлении получим следующую динамическую

526

систему:

$$\dot{\phi} = \pm \sqrt{(D-1)(D-2)^2 h^2/4 - 2V(\phi)}, \quad \dot{h} = -(D-1)h^2 + \frac{8V(\phi)}{(L-2)^2}.$$
 (2.35)

В случае положительных потенциалов для этой системы классически доступной является область фазовой плоскости, определяемая неравенст-BOM

$$|l| \ge A \sqrt{2V(\varphi)} / (D-1).$$
 (2.36)

Ес граница - особая кривая динамической системы (в плоскости (ф. х) сй соответствует ось x=0). В консчной части фазовой плоскости других особых точек нет. Здесь мы исследуем только модели расширсния (верхния полуплоскость ((ϕ, h)), так как сжимающиеся модели получаются преобразованисм $t \to -t, h \to -h$, при этом решения с верхним и нижним знаками меняются местами.

Характерные фазовые картины для двух типов потенциалов изображены на рис.4, где предварительно проведено отображение полуплоскости (ф.



Рис.4. Фазовые портреты моделей расширения динамической системы (2.35) для днух типов потенциалов. Сплошные (пунктирные) линии соответствуют верхнему (нижнему) знаку. В локальном минимуме потенциала (а) выполнено условие (2.8), а для потенциала (b) - условие (2.7).

h), h > 0 на верхний полукруг ($0 \le \rho \le 1, 0 \le \theta \le \pi$) согласно

$$\varphi = \frac{\rho}{1-\rho}\cos\theta, \quad h = \frac{\rho}{1-\rho}\sin\theta, \quad (2.37)$$

а недоступная область

$$h < \frac{2}{D-2} \sqrt{\frac{2V(\phi)}{D-1}}, V(\phi) > 0$$
 (2.38)

заштрихована. Сплошные фазовые трасктории соответствуют верхнему знаку в первом уравнении (2.35), а пунктирные - нижнему. Точка $\rho = 1, \theta = \pi/2$ является неустойчивым узлом. В ес окрестности при $\theta > \pi/2$ потенциальными членами можно пренебречь (область слабой связи, φ << −1) и уравнение фазовых траскторий имест асимптотический вид (2.39)

 $h = h_0 \exp(\mp A \phi sgnh_0), \phi \rightarrow -\infty.$

Точка $\rho = 1$, $\theta = \pi$ является седловой точкой для решений с $\phi > 0$ и узловой - для решений с $\phi < 0$. Такое поведение фазовых траекторий в области слабой связи характерно для всех грави-дилатонных моделей, вследствие универсального соотношения (12.2) для непертурбативных потенциалов.

Рассмотрим эволюцию модели, описываемую уравнениями (2.35) с верхним знаком (сплошные линии на рис.4). Все эти модели начинают свою эволюцию в области слабой связи $\varphi << -1$. Поле дилатона сначала возрастает и входит в область сильной связи. Из системы уравнений (2.35) следует, что

$$\dot{h} = -\frac{4}{(D-?)^2} \dot{\phi}^2$$
(2.40)

и поэтому функция h(t) всегда убываст. Следовательно для рассматриваемых нами траекторий с φ > 0 убывает также функция h (φ). В ходе дальнейшей эволюции, в зависимости от поведения потенциала в области сильной связи, соответствующая фазовая траектория уходит в бесконсчность (рис.4b) или в некоторый конечный момент времени достигаст границы области (2.36) (рис.4*a*) (на фазовой плоскости (ф, x) этому моменту соответствует точка пересечения траекторий с осью х на рис. 1-3). После достижения указанной границы решение переходит на вствь с нижним знаком в (2.25) (пунктирные линии на рис.4) и дилатон начинает убывать. Такие переходы между ветвями с верхним и нижним знаками происходят всякий раз, когда точка перссечения траектории с границей области (2.38) не является экстремумом потенциала. Например, в окрестности локального минимума потенциала на рис.4а с условием (2.8) происходит бесконечное число отражений от границы недоступной области, пока траектория достигнет точки минимума (соответствующая точка на плоскости (ϕ , x) является фокусом (см., например, рис.1)). В случае же (2.7) (рис.4b) фазовые трасктории достигают этого минимума после одного отражения (на плоскости (ф, х) эта точка является узлом (рис.2а)).

До сих пор анализ фазовой картины на плоскости (φ , x) проводился в эйнштейновском представлении. Фазовые трасктории в общем конформном представлении с параметром с получаются преобразованием

$$h_{\rm c} = e^{f \,\varphi/2} \left[h \mp \frac{f}{2} \left(D - 2 \right) \sqrt{\left(D - 1 \right) h^2 - \frac{8 V}{\left(D - 2 \right)^2}} \right], \tag{2.41}$$

где f определяется соотношением (1.3).

3. Грави-дилатонные модели с отрицательными потенциалами. Проведенный выше анализ предполагал неотрицательную определенность дилатонного потенциала. В частности, это привело к невозможности существования смешанных плоских моделей расширения - сжатия в

О СТРУННОЙ КОСМОЛОГИИ С ПОТЕНЦИАЛОМ.II 529

фазовой плоскости (φ , h), где модели расширения и сжатия разделены классически недоступной областью (2.38). В этом разделе мы рассмотрим особенности моделей с потенциалами. являющиеся отрицательно определенными в некоторых интервалах значений дилатонного поля. В фазовой плоскости (φ , h), эти интервалы являются окнами, связывающими модели расширения и сжатия. Из (2.35) видно, что в областях с отрицательными эначениями потенциала функция h(t) эйнштейновского представления может обратиться в нуль, при этом $\dot{\varphi} \neq 0$. Отсюда, совместно с (2.40), получаем, что $\dot{h} < 0$ и, следовательно, в ходе дальнейшей эволюции расширение переходит на сжатие, которое уже никогда не останавливается и модель стремится к сингулярной точке. Это соответствует тому, что в конечной области фазовой плоскости (φ , h) с отрицательным значением потенциала, динамическая система, описывающая грави-дилатонную космологическую модель. не имеет точек покоя (особых точск).

В общем конформном представлении интервалы на оси ф с отрицательными значениями потенциала связывают решения с верхним и нижним знаками в (2.1). В pre-big-bang сценариях струнной космологии [12,13] эволюция моделсй состоит из двух стадий, связанных дуальными преобразованиями масштабного фактора. Первая из них (pre-big-bang) описывается верхним знаком в (2.1) и в струнном представлении представляет собой ускоренное расширсние типа суперинфляции, а вторая соответствует обычным фридмановским моделям с постоянным дилатоном и описывается нижним знаком в (2.1). С учетом вышесказанного мы приходим к заключению, что необходимым условием реализации такого сценария является наличие областей с отрицательными значениями потснциала (см. также [14]). Однако это условие недостаточно для успешного выхода (graceful exit) из первой фазы во вторую. Ряд теорем типа подо [15-17] (перейдя к струнному представлению эти теоремы можно проиллюстрировать на приведенных выше фазовых диаграммах) указывает на то, что для этого, вероятно, необходима промежуточная квантовая стадия (о квантовом подходе см. [18]).

Рассмотрим сначала простой пример квадратичного потенциала

$$V(\varphi) = \frac{1}{2} M^2 (\varphi^2 - \varphi_0^2), \qquad (3.1)$$

принимающий отрицательные значения в интервале – $\varphi_0 < \varphi < \varphi_0$. Картина фазовых траекторий динамической системы (2.35) для этого потенциала приведена на рис.5*a*, где классически недоступная область

$$h^2 < 8V/(D-1)(D-2)^2$$
 (3.2)

заштрихована. Сплошные (пунктирные) линии соответствуют решениям системы (2.35) с верхним (нижним) знаком. Изображен случай $\varphi_0 = 1/A$,

А.А.СААРЯН

когда прямые $h = = A \sqrt{2V_0} \frac{\Phi}{D-1}$ являются точными решениями. Интервал на оси φ с отрицательными значениями потенциала связывает области с положительным (модели расширения) и отрицательным (модели сжатия) *h*. Рассмотрим, например, эволюцию модели, описываемую траскторией ABC на рис.5*a*. Эта эволюция начинается в конечный момент времени из сингулярной точки $h = +\infty$, $\varphi = -\infty$ в области слабой связи.



Рис.5. Фазовые картины грани-дилатонных космологических моделей в фазовых плоскостях (a) (φ , h) и (b) (ψ , $\dot{\varphi}$) лия потенциала (3.1) с $\varphi_0 = 1/\Lambda$.

Траектория описывается решением (2.30) (верхний знак) нулевого потенциала, а временные зависимости - соотношениями (14.9) (верхний знак). В ходе эволюции функция *h* убывает, а дилатон входит в область сильной связи. Рост поля дилатона продолжается вплоть до точки пересечения фазовой траектории с границей области (3.2) (точка В на рис.5*a*). В этой точке $\dot{\phi} = 0$, $dh/d \phi = 0$ и дальнейшая эволюция описывается системой (2.35) с нижним знаком (пунктирная линия BC). В этой стадии обе функции $\phi(t)$ и *h*(*t*) убывают и в некоторый конечный момент времени граектория пересечет ось ϕ в интервале – $\phi_0 < \phi < \phi_0$. В этот момент расширение сменяется на сжатие. Система переходит в область слабой связи, где вид траекторий описывается соотношением (2.39) (нижний знак, $h_0 < 0$). Модель заканчивает свою эволюцию в сингулярной точке $h \rightarrow -\infty, \phi \rightarrow -\infty$.

Рассмотрим теперь картину фазовых траскторий в плоскости (φ , x). Для динамической системы (2.1) часть этой плоскости, определяемая неравенством

$$V(\varphi) < 0, \quad x^2 < -2c^{j \ \varphi} V(\varphi),$$
 (3.3)

является классически недоступной. Как уже отмечалось выше, граница этой области является фазовой траекторией системы. Соответствующее особое решение задается соотношениями

$$x = \pm \sqrt{-2e^{f\varphi} \mathcal{V}(\varphi)}, \quad h = -fx/2, \quad t = \pm \int \frac{d\varphi}{\sqrt{-2e^{f\varphi} \mathcal{V}(\varphi)}}.$$
 (3.4)

В эйнштейновском представлении для потенциала (3.1) недоступная область представляет собой внутренность эллипса и для решения (3.4)

имссм ф~cos Mt. Соответствующая фазовая картина приведена на рис.5b. где сплошные линии соответствуют моделям расширения в эйнштейновском представлении (нижний знак в (2.1)), а пунктирные - моделям сжатия. Почти горизонтальные траектории представляют потенциальнодоминированные на бесконечности решения (2.16), для которых $\dot{\varphi} \rightarrow \mp M_{sgn} \varphi / A$ при $\varphi \rightarrow \infty$. Рассмотрим конкретную траскторию ABC. Модель начинает свою эволюцию в области слабой связи в состоянии расширения, где уравнение трасктории имеет вид (14.7) с всрхним знаком. Далее функция ф уменьшается, а поле дилатона входит в область сильной связи. Гас начинают играть важное значение потенциальные члены. В некоторый конечный момент времени трасктория достигает границы недоступной области (точка В на рис.5b) в касательном направлении. В точке касания h = 0 (эйнштейновское представление) и дальнейшая эволюция описывается траекторией BC с h < 0, т.е. в точкс В расширение сменяется на сжатие. Эволюция заканчивается в области $\phi \rightarrow +\infty(-\infty)$, если точка касания траектории с особым решением (3.4) находится выше (ниже) потенциально доминированных пунктирных траскторий.

Перейдем теперь к исследованию моделей с реалистическим непертурбативным дилатонным потенциалом. Конкретный вид такого потенциала зависит от механизма нарушения суперсимметрии. В качестве такого механизма мы рассмотрим конденсацию калибрино в скрытом секторс калибровочной группы [19-24]. Если N - число конденсатов, то при фиксированных значениях других модулей потенциал $V(\varphi)$ может быть представлен в виде

$$V(\varphi) = e^{2\varphi} \sum_{l=1}^{N} (c_l + d_l e^{-2\varphi} + c_l e^{-4\varphi}) \exp(-a_l e^{-2\varphi}), \qquad (3.5)$$

где a_p , c_p , d_p , e_i - постоянные. Для двух конденсатов он имеет вид, изображенный на рис.6. В локальном минимуме значение потенциала отрицательно и $V \rightarrow -\infty$ при $\varphi \rightarrow +\infty$. На этом же рисунке приведены фазовые картины грави-дилатонных космологических моделей эйнштейновского представления на плоскостях (φ , $x = \dot{\varphi}$) (рнс.6*a*) и (φ , *h*) (рис.6*b*), предварительно отображенные на единичный круг ($0 \le \rho \le 1$, $0 \le \theta \le 2\pi$), согласно (2.5) (с заменой $x \rightarrow h$ во втором случае). Классически недоступные области заштрихованы. Сплошные (пунктирные) линии соответствуют моделям расширения (сжатия) на рис.6а и моделям с $\dot{\varphi} > 0$ (<0) на рис. 6*b*. На рис.6*a* седловые точки A_2 и A_3 соответствуют локальным максимумам потенциала. Траектории расширения, лежащие левсе сепаратрисы B_1A_2 , начинают свою эволюцию в некоторый конечный момент времени в точке из области слабой связи ($\varphi \rightarrow -\infty$). Здесь асимптотическое поведение имеет вид (14.7), (14.8) с верхним знаком и f=0 в эйнштейновском

представлении. В ходе дальнейшей эволюции поле дилатона сначала растет, затем, достигая максимума (точка пересечения фазовой трасктории



Рис.б. Фазовые картины эйнштейновского представления грави-дилатонных космологических моделей для потенциала (3.5) с N=2 в плоскостях (a) (ϕ , $\dot{\phi}$) и (b) (ϕ . h), предварительно отображенные на единичный круг.

с осью ф), убывает, траектория уходит в глубь области слабой связи и стремится к точке A, при $t \to +\infty$. В окрестности этой точки решение описывается соотношениями (14.7) и (14.8) с нижним знаком. Для фазовых траекторий левсе сепаратрисы В, А, дилатон является монотонной функцией времени. В начальной стадии эволюции $\phi >> 1$, в консчной стадии - $\phi \rightarrow -\infty$ при $t \rightarrow +\infty$. Сплошные траектории левсе сепаратрис В, А, В, являются единственными моделями, для которых пространство расширяется в ходе всей эволюции. Для остальных моделей фазовые траектории в некоторый конечный момент времени (кроме сепаратрис $BA_{i}, BA_{i}, i=1,2$, которые стремятся к точкам $A_{i}, \mu, A_{i}, \pi \mu \to +\infty$) достигают границы запрещенной области. В точках касания с границей расширение сменяется на сжатие (сплошная траектория переходит в пунктирную), которое заканчивается в конечный момент времени в сингулярных точках В, и В,. На рис.6b моменту перехода расширсниесжатие соответствует точка пересечения траектории с осью ф. Такой переход возможен в тех интервалах оси ф, в которых потенциал отрицателен. Из рис.6b непосредственно видно, что все траектории, кроме указанных выше (с конечной точкой $h \to +0, \phi \to -\infty$ при $t \to +\infty$). заканчивают эволюцию в нижней точке с $h = -\infty$ и $\phi = +\infty, -\infty$, соответственно для сплошных и пунктирных траекторий. Таким образом, потенциал (3.5) с двумя конденсатами калибрино не может фиксировать поле дилатона при конечных его значениях, а, следовательно, и выход на модели Фридмана. Здесь следует отметить, что в окрестности консчной точки эволюции характерный масштаб кривизны порядка длины струны

и становятся важными поправки к низкоэнергетическому действию (12.1) с высшими производными, являющимися следующими членами разложения по параметру α' .

Работа выполнена в рамках гранта 96-855 Министерства науки и высшего образования Республики Армения.

Ереванский государственный университет, Армения

ON STRING COSMOLOGY WITH DILATON POTENTIAL. II

A.A.SAHARIAN

The investigations in string cosmology with nonperturbative dilaton potential, started in the first part, are considered. The picture of cosmological evolution for the various potentials in strong coupling region are considered by qualitative methods. The generic features of negative defined potentials are discussed. The concrete case of the nonperturbative potential induced by gaugino condensation in a hidden sector of the gauge group is considered.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.А. Саарян, Астрофизика, 40, 233, 1997.
- 2. А.А. Саарян, Астрофизика, 38, 101, 1995.
- 3. А.А. Саарян, Астрофизика, 38, 291, 1995.
- 4: А.А.Сиарян, Астрофизика, 38, 447, 1995.
- 5. А.А.Саарян. Астрофизика, 39, 279, 1996.
- 6. Н.Н.Баутин, Е.А.Леонтович, Мстоды и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости. Наука, М., 1976.
- 7. О.И.Богоявленский. Методы качественной теории динамических систем в астрофизике и газовой динамике. Наука, М., 1980.
- 8. В.А.Белинский, Л.П.Грищук, Я.Б.Зельдович, И.М.Халатников, Ж. Эксперим. и теор. физ. 89, 346, 1985.
- 9. M.C.Bento, O.Bertolami. P.M.Sa, Phys. Lett., B262, 11, 1991.

А.А.СААРЯН

10. D.La, P.J. Steinhardt, Phys. Rev. Lett., 62, 376, 1989.

11. J.D.Barrow. K.Maeda, Nucl. Phys., B341, 249, 1990.

12. M.Gasperini, G.Veneziano, Astropart. Phys., 1. 317, 1993.

13. G. Veneziano, hcp-th/9510027.

14. R. Brustein, G. Veneziano, Phys. Lett., B329, 429, 1994.

15. N.Kaloper, R.Madden, K.A.OLive, Nucl. Phys., B452, 677, 1995.

16. N.Kaloper, R.Madden. K.A.OLive. hcp-th/9510117.

17. R.Easther, K.Maeda, D.Wands, hep-th/9509074.

18. M. Gasperini, J. Maharana, G. Veneziano, prepr. CERN-TH/96-32.

19. H.P.Nilles, Phys. Lett., B115, 193, 1982.

20. J.P. Derendinger, L.E. Ibanez. H.P. Nilles, Phys. Lett., B155, 65, 1985.

21. M.Dine. R.Rohm, N.Seiherg. E.Witten, Phys. Lett., B156, 55, 1985.

22. J.A.Casas, Z.Lalak, C.Munoz, G.G.Ross, Nucl. Phys., B347, 243, 1990. 23. P.Binetruy, M.K.Gaillard, Phys. Lett., B365, 87, 1996.

the second se

AN FUNCTION

the state of the second of the second s

approximate an interior and

aller to smith assumed that a much and

aller set .

Start Bra 4. March March March

State with the second s

Set and the set of the set of the set of the set of the set

and an a lower as provided the same of the same the same the same

24. F.Quevedo, hep-th/9511131.

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997 ВЫПУСК 4

УЛК: 524.575-333

СПЕКТР МАСС СИСТЕМЫ НЕОДНОРОДНЫХ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЛАКОВ

А.С.СОКОЛОВ

Поступила 10 мая 1997 Принята к печити 3 июля 1997

Посредством численного решения уравнения Смолуховского проведено исследование возможного влияния внутренней структуры межгалактических облаков на их асимптотический спектр масс *м(m,1 → ∞)*. Учет внутренней структуры (неоднородности, фрактальности) приволит к зависимости между массой и раднусом облака вила m « R" : при расчетах использовались значения нараметра k из промежутка [1.5.3]. Получены значения наклона условиях m(m,t = 0). Показано, что нактон асимитотического спектра сильно зависит от параметра k. характеризующего степень неоднородности распределения вещества в облаках. Получена самосогласованная оценка фрактальной размерности межгалактических облаков, vгочняющая рансе найденное значение.

1. Введение. Одной из основных характеристик ансамбля межгалактических облаков, обнаруженных по системам абсорбционных линий L. в спектрах квазаров (так называемый "L,-лес"). является спектр масс n(m,t) облаков. Эволюция спектра определяется различными факторами, среди которых слияние облаков при столкновениях должно играть существенную роль. Для изучения эволюции спектра масс межгалактических облаков в [1] было предложено использовать кинетическое уравнение козгуляции (уравнение Смолуховского), которое позволяет учесть исе возможные парные столкновения облаков, не рассматривая распределение и движение облаков в пространстве, при известной всроятности столкновения двух облаков произвольных масс. Использование уравнения Смолуховского является одним из самых простых и наиболее хорошо разработанных методов исследования эволюции спектра масс.

Вероятность слияния облаков зависит от их размеров. Чем больше размеры облаков, тем больше всроятность их столкновения и слияния. Таким образом, для решения уравнения Смолуховского необходимо задать соотношение между массой и раднусом облака, которос определяется особенностями его внутреннего строения (распределение плотности в облакс, фрактальность структуры). На возможную неоднородность облаков указано в [3]. В дальнейшем предполагается, что плотность в облаке зависит от расстояния r до центра облака по закону $p(r) \propto r^{-p}$, причем показатель степени р один и тот же для всех облаков. Вводя параметр k = 3-p, характеризующий степень неоднородности распределения вещества в облаке, для облака с массой *m* и раднусом *R* получим соотношение:

$$m \propto R^k. \tag{1}$$

При расчетах ограничимся значениями параметра k из промежутка [1.5,3]. Случай k = 3 соответствует однородным облакам. причем плотность в облаках разных размеров одинакова. Для k < 3 плотность в центре облака максимальна и монотонно убывает к краю облака.

Отметим, что для облаков, обладающих фрактальной структурой, соотношение между массой облака и его радиусом также можно представить в виде (1). При этом параметр k будет равен фрактальной размерности облака.

Изучение эволюции спектра масс системы однородных облаков [2] показало, что за время порядка Імлрд. лет спектр масс выходит на режим самоподобной эволюции. После этого форма спектра практически не меняется, т.е. имсет место соотношение n(m,t) = c(t) f(m), в котором функция f(m) от времени не зависит. Как показывают расчеты [2], асимптотический спектр масс межгалактических облаков не может быть представлен в виде степенной функции $n(m) \propto m^q$ с единым для всех масс показателем степени (наклоном, если представление часто используется. В данной работе приводятся результаты численного исследования влияния возможной внутренней структуры межгалактических облаков, которая выражается через параметр k, на наклон их асимптотического спектра масс.

2. Постановка задачи. Будем считать, что межгалактические облака имеют сферическую форму и предположим. что концентрация облаков с данной массой (число облаков в единице объема) зависит только от времени и не зависит от пространственных переменных. Будем учитывать только парные столкновения облаков. Предположим, что дка облака независимо от скорости их относительного движения сливаются в одно более массивное облако, как только расстояние между их центрами окажется меньше суммы их радиусов.

Уравнение коагуляции для системы частиц (межгалактических облаков) со стоком на правом конце спектра имест вид (см. [4]):

$$\frac{\partial n(m,t)}{\partial t} = \begin{cases} -L(m,t), & \text{если } m \in [m_{\min}, 2m_{\min}) \\ -L(m,t) + G(m,t), & \text{ссли } m \in [2m_{\min}, m_{\max}), \end{cases}$$
(2)

$$G(m,t) = \frac{1}{2} \int_{m_{min}}^{m_{min}} K(m',m-m',t) n(m',t) n(m-m',t) dm', \qquad (3)$$

СПЕКТР МАСС СИСТЕМЫ НЕОДНОРОДНЫХ ОБЛАКОВ 537

$$L(m,t) = n(m,t) \int_{m}^{m} K(m,m',t) n(m',t) dm'.$$
(4)

Величина G(m,t) описывает скорость увеличения количества облаков массы *m* за счет слияния облаков меньших масс. Величина L(m,t) описывает скорость уменьшения количества облаков массы *m* за счет слияния этих облаков с облаками любых масс из промежутка $[m_{min}, m_{max}]$. Считается, что облака с массой $m > m_{max}$ превращаются в галактики, поэтому такие облака исключаются из рассмотрения. Заметим, что облака с массами $m < 2m_{min}$ не могут образовываться за счет слияния облаков меньших масс. В уравнениях (2), (3) и (4) для нас наибольший интерес представляет ядро уравнения Смолуховского

$$K(m,m',t) = \sigma(m,m',t)V(m,m',t), \qquad (5)$$

где $\sigma(m, m', t)$ есть сечение столкновения облаков с массами *m* и *m'*, а $\overline{V}(m, m', t)$ - средняя относительная скорость движения облаков с массами *m* и *m'*. Учет гравитационного взаимодействия сближающихся облаков в рамках задачи двух тел приводит к следующему выражению для сечения столкновения:

$$\sigma(m,m',t) = \pi \left(R+R'\right)^2 \left\{1 + \frac{2G(m+m')}{(R+R')V^2}\right\}.$$
 (6)

Поскольку все направления движения облаков равновероятны, получаем:

$$\overline{V}(m,m',t) = \sqrt{\overline{v}^2(m,t)} + \overline{v}^2(m',t).$$
(7)

В формулах (6) и (7) через R и R' обозначены радиусы облаков с массами m и m' соответственно, а через $\overline{v}(m,t)$ - средняя скорость движения облаков с массой m. Ядро K(m,m',t) характеризует вероятность столкновения облаков с массами m и m'.

Предполагается, что облака обладают внутренней структурой, наличис которой отражается на зависимости (1) между массой и радиусом облака, характеризуемой параметром k. Будем считать, что масса $m_0 = m_{\min}$ и радиус R_1 наименьшего облака не зависят от k. Используя соотношение (1) получаем равенство

$$\frac{R}{R_1} = \left(\frac{m}{m_0}\right)^{1/k},$$

из которого следует, чти при изменении k размеры облаков с разными массами будут изменяться в разной степени. Чем массивнее облако, тем в большей степени будет увеличиваться его размер при уменьшении параметра k. Последнее обстоятельство приводит к влиянию параметра k на вид спектра и, в частности, на наклон спектра.

3. Методика расчетов. Теперь опишем вычислительную схему решения уравнения (2), которая использовалась в [2] и с незначительны-

А.С.СОКОЛОВ

ми изменениями может быть применена в случае неоднородных облаков. От непрерывного распределения масс перейдем к дискретному распределению: будем считать, что облака могут иметь массы, равные m_0 , j = 1, 2, ..., N, где $m_0 = m_{\min}$, а $N m_0 = m_{\max}$. Введем всличины Y_i , j = 1, 2, ..., N, которые представляют собой концентрации облаков с соответствующими массами im_0 , j = 1, 2, ..., N. С помощью всличин Y_i можно от интегродифференциального уравнения (2) персйти к системе обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dY_{1}}{dt} = -Y_{1} \sum_{i=1}^{N} K_{i1}Y_{i};$$

$$\frac{dY_{j}}{dt} = -Y_{j} \sum_{i=1}^{N} K_{ij}Y_{i} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} K_{i,j-i}Y_{i}Y_{j-i}, \quad j = 2,3,...N.$$
(8)

Ядро уравнения примет вид:

$$K_{ij} = \pi R_{i}^{2} \left(\frac{R_{i}}{R_{i}} + \frac{R_{j}}{R_{i}} \right)^{2} \overline{V}_{ij} \left\{ 1 + \frac{2 G(im_{0} + jm_{0})}{\left(R_{i} + R_{j}\right) \overline{V}_{ij}^{2}} \right\},$$
(9)

где через R_i и R_j обозначены радиусы облаков с массами im_0 и im_0 соответственно, а через V_{ij} - среднее значение относительной скорости этих облаков.

Ввиду того, что зависимость от массы (и тем более от времени) средней скорости движения облаков данной массы неизвестна, расчет средней относительной скорости по формулс $\overline{V}_{ij} = (\overline{v}_i + \overline{v}_j)^{1/2}$ невозможсн. Обозначим через V максимальную скорость движения облаков. Относительная скорость не может быть больше 2V. На каждом шаге интегрирования системы (8) будем выбирать систему случайных чисел $P_{ij} \in (0,1]$ и полагать $\overline{V}_{ij} = P_{ij} 2V$. Величины P_{ij} выбираются из случайной последовательности чисел, равномерно распределенных на промежуткс (0,1]. Радиусы заменим на массы по формуле $R_i = R_i l^{1/k}$. После этого получаем окончательное выражение для ядра в виде:

$$K_{ij} = \pi R_{i}^{2} \left(i^{1/k} + j^{1/k} \right)^{2} P_{ij} 2 V \left(1 + \varepsilon_{ij} \right), \qquad (10)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{Gm_0(i+j)}{P_{ij}^2 \, 2V^2 R_1 \left(i^{1/k} + j^{1/k} \right)}.$$
(11)

Для решения системы (8) необходимо задать начальные условия (т.е. начальный спектр масс):

$$Y_i(0) = c_i, \quad i = 1, 2, ..., N.$$
 (12)

13десь и далее под концентрацией облаков понимается число облаков в единице объема, а не концентрация вещества внутри облака.

СПЕКТР МАСС СИСТЕМЫ НЕОДНОРОДНЫХ ОБЛАКОВ 539

Используя это определение, можно найти среднюю плотность вещества в начальный момент *t* = 0:

$$\langle \rho_0 \rangle = \sum_{l=1}^{N} i m_0 c_l. \tag{13}$$

Перейдем от системы (8) к эквивалентной системе уравнений для безразмерных величин. Вводя параметр

$$s = \pi R_1^2 2V \langle \rho_0 \rangle / m_0 \tag{14}$$

и заменяя У, на у, по формуле

$$y_i(u) = Y_i(t) / \sum_{j=1}^{N} jc_j, \quad u = st,$$
 (15)

вместо (8) получаем

$$\begin{cases} \frac{dy_{1}}{du} = -y_{1} \sum_{i=1}^{N} \left(1 + i^{1/k}\right)^{2} \left(1 + \varepsilon_{i1}\right) P_{i1} y_{i}; \\ \frac{dy_{j}}{du} = -y_{j} \sum_{i=1}^{N} \left(i^{1/k} + j^{1/k}\right)^{2} \left(1 + \varepsilon_{ij}\right) P_{ij} y_{i} + \\ + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{j-1} \left[i^{1/k} + (j-i)^{1/k}\right]^{2} \left(1 + \varepsilon_{i,j-i}\right) P_{i,j-i} y_{i} y_{j-i}, \quad j = 2, 3, \dots N. \end{cases}$$

$$(16)$$

Начальные условия принимают вид:

$$y_i(0) = c_i / \sum_{j=1}^{N} j c_j, \quad i = 1, 2, ..., N.$$
 (17)

Система (16) решалась численно методом Рунге-Кутта 4-го порядка с переменным шагом.

4. Обсуждение результатов. При решении системы уравнений (16) были приняты следующие значения параметров (см. [1-2]): $m_0 = 10^6 M_0$, $R_1 = 10 \text{ kmk}$, $\langle \rho_0 \rangle = 10^{-30} \text{ г см}^{-3}$, $V = 5 \cdot 10^7 \text{ см/с.}$, N = 100. Подставляя данные значения в формулы (11) и (14), найдем: $s^{-1} \approx 2 \cdot 10^8$ лет. $\varepsilon_{ij} \approx 10^{-6} P_{ij}^{-2} (i+j) / (i^{1/k} + j^{1/k})$. Значение величины ε_{ij} позволяет судить о преобладающем типе столкновений между облаками. Если $\varepsilon_{ij} << 1$, то столкновения определяются только размерами облаков (геометрические столкновения), а гравитационное взаимодействие роли не играет. Роль гравитационного взаимодействия медленно возрастает при переходе к более массивным облакам и сильно зависит от скорости сближения двух облаков.

В качестве начальных данных использовался степенной спектр масс

(18)

 $n(m,0) \propto m^{-\alpha}, \quad \alpha = 1,2,$

$$y_i(0) = i^{-\alpha} / \sum_{j=1}^N j^{1-\alpha}, \quad i = 1, 2, ..., N,$$

а также спектр масс следующего вида:

$$n(m,0) = N_c \,\delta(m - m_{\min}),$$

$$\begin{cases} y_1(0) = 1 \\ y_i(0) = 0, \quad i = 2, 3, \dots, N, \end{cases}$$

(19)

где N есть полное число облаков в начальный момент.

Система (16) интегрировалась по безразмерному времени u на промежутке [0,50], что в обычных сдиницах времени соответствует промежутку [0,50 s^{1}] (50 $s^{1} \approx 10$ млрд. лет). Для каждого типа начальных данных при четырех значениях параметра k = 1.5, 2, 2.5, 3 были найдены решения и по методу наименьших квадратов определены соответствующие наклоны. Причем наклоны q определялись не только для $t = 50s^{-1}$, но и для целого ряда последовательных моментов времени на промежутке [0,50 s^{-1}].

Переход к самоподобной эволюции спектра через время порядка 1 млрд. лет имеет место при всех рассмотренных значениях параметра k. На рис.1 приведен пример самоподобной эволюции спектра масс межга-



Рис. 1. Пример самоподобной эволюции спектра масс межталактических облаков со степенным начальным (u = 0) спектром a = 1 для значения параметра k = 2. лактических облаков со степенным начальным (u = 0) спектром $\alpha = 1$ для значения параметра k = 2. Установлена довольно сильная зависимость наклона от параметра k. На рис.2-4 приведены для сравнения асимптотические (u = 50) спектры масс для одинаковых начальных условий и различных значений параметра k. В табл.1 даны значения наклона для двух участков спектра, соответствующих маломассивным облакам ($m \in [10m_0, 50m_0]$) и массивным облакам ($m \in [40m_0, 80m_0]$). Погрешность определения

СПЕКТР МАСС СИСТЕМЫ НЕОДНОРОДНЫХ ОБЛАКОВ 541

		$\alpha = 1$		α	= 2	δ		
		10-50	40-80	10-50 40-80		10-50	40-80	
<i>k</i> = 1.5	<i>u</i> = 25	1.60	1.35	1.69	1.46	1.70	1.45	
	u = 50	1.62	1.37	1.70	1.42	1.70	1.44	
<i>k</i> = 2.0	<i>u</i> = 25	1.28	0.92	1.42	1.08	1.40 .	1.03	
	u = 50	1.31	0.94	1.41	1.08	1.39	1.06	
k = 2.5	<i>u</i> = 25	1.07	0.67	1.22	0.87	1.17	0.79	
-1017	<i>u</i> = 50	1.10	0.67	1.21	0.82	1.17	0.77	
<i>k</i> = 3.0	<i>u</i> = 25	0.94	0.54	1.09	0.76	1.01	0.68	
	<i>u</i> = 50	0.95	0.51	1.06	0.66	0.99	0.60	

Таблица 1

наклона для маломассивных облаков, как правило, не превосходит 0.01, а для массивных облаков - 0.02. Видно, что при уменьшении k от 3 до 2 наклон спектра увеличивается от $q \approx 1.0$ до $q \approx 1.4$ для маломассивных облаков, а для массивных облаков - от $q \approx 0.6$ до $q \approx 1.0$.



Рис. 2. Завяснмость асниптотического (u = 50) спектра масе от параметра k лля степенного начального спектра $\alpha = 1$.

Расчсты показывают, что получаемые для разных k значения наклона спектра слабо зависят от принятых значений других параметров задачи. Например, при увеличении диапазона распределения масс до N = 400 получаем для начального спектра $\alpha = 2$ значения, приведенные в табл.2.

Существует предположение [5], что межгалактические облака обладают фрактальной структурой. Результаты выполненных расчетов величины q можно использовать для уточнения фрактальной размерности облаков

Таблица 1

87		40-200	160-320		
k = 2.0	u = 25	1.44	1.12		
07.2	u = 50	1.43	1.11		
k = 3.0	<i>u</i> = 25	1.15	0.89		
07.7	u = 50	1.09	0.73		

D. В [5] было получено следующее выражение для D:

$$D = D_1 + 2, \quad D_1 = \frac{2(q-1)}{\beta - q}.$$
 (20)

Здесь β - величина, опредсляемая из наблюдений линий поглошения L_{_} -леса по соотношению:

$$dN \propto W^{-\beta} dW$$

где N - пространственная концентрация облаков, создающих линию с эквивалентной шириной, равной W. Новсйшис наблюдения при посредстве Keck-телескопа [6] дали значение

$$3 = 1.55 \pm 0.05$$
.

При указанном фиксированном значении параметра β имеет место однозначное соответствие между D и q. Другую зависимость между D = k и q дает сетка рассчитанных моделей (см. табл.1). С учетом того, что значение параметра β было определено по межгалактическим облакам умеренных и малых масс, а также в целях исключения нефизических особенностей на концах интервала масс рассчитанного спектра, разумно



Рис. 3. Зависимость асимптотического (u = 50) спектра масс от параметра & для степенного начального спектра а = 2.

542

СПЕКТР МАСС СИСТЕМЫ НЕОДНОРОДНЫХ ОБЛАКОВ 543



Рис. 4. Зависимость асимптотического (*u* = 50) спектра масс от параметра *k* лля столенного начального спектра в виде δ-функции.

выбрать интервал значений масс $[10m_0, 50m_0]$. Тогда для начальных условий $\alpha = 1$, $\alpha = 2$ и δ получаем $D_1 = 0.48$, 0.71, 0.61 соответственно. Если расширить интервал, включив более массивные облака, то соответствующие значения D_1 окажутся меньше.

Автор выражает признательность В.Г.Горбацкому за постановку задачи и полезные обсуждения.

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

MASS SPECTRUM OF THE SYSTEM OF NONHOMOGENEOUS INTERGALACTIC CLOUDS

A.S.SOKOLOV

The influence of internal structure of intergalactic clouds on the asymptotic behaviour of their mass spectrum is investigated by means of numerical solution of the Smoluchovski equation. The relation between mass and radius of a cloud $m \propto R^k$ is obtained the internal structure (inhomogeneity, fractality) being taken into account. Asymptotic mass spectrum slope q(k) is found for some values of $k \in [1.5,3]$ and for different initial spectra. It is shown that the asymptotic spectrum depends substancially from parameter k. Self-consistent estimate of the fractal dimension for intergalactic clouds is obtained.

544 А.С.СОКОЛОВ

питература

- 1. В.Г.Горбацкий, Астрофизика, 37, 65, 1994.
- 2. В.Г.Горбацкий, А.Б.Кириенко. С.П.Прохоров, Астрон. ж., 73, 499, 1996.
- 3. В.Г.Горбацкий. А.Б.Кириенко, Астрон. ж., 73, 170, 1996.
- 4. В.М.Волощук, Кинетичсская теория коагуляции, Л., Гидрометсоиздат, 1984.
- 5. В.Г.Горбацкий, Астрофизика, 40. 29. 1997.

and the second s

6. L.L.Lu, W.L.W.Sargent, D.Womble, M.Takada-Hidai, Astrophys. J., 472. 509, 1996.

the state of the s

and a second as a second of the second of the second secon

and a second sec

PROVIDE STATESTICS PUTTING AUTOM

and an an an and an and the second of the second of the second of the second of

Letter & sites strateging in a subscrame between the

to invite a second s

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.3038.6

ROSAT OBSERVATIONS OF PLEIADES FLARE STARS

V.V.HAMBARYAN¹, L.V.MIRZOYAN¹, R.WICHMANN², J.KRAUTTER², R.NEUHAUSER³ Received 23 September 1997

The X-ray data of a sample of 104 flare stars (FSs) in the Pleiades cluster region obtained by Stauffer et al. [1] on the basis of deep *ROSAT* PSPC observations are analyzed. If divide the X-ray detected in late-type stars of the Pleiades cluster into FSs and non-FSs, one finds that Xray luminosities of stars of both groups can be considered as drawn from the same parent population. Moreover, in order to classify stars in sample of 23 late-type Pleiades stars of unknown nature discriminant analysis in a four-dimensional parameter space (log (L_{χ}) , log (L_{χ}/L_{kd}) , and *ROSAT* hardness ratios HR1 and HR2) have used. It can be shown that the majority of these stars (16) are very probably FSs rather than non-FSs.

1. Introduction. The discovery and study of red dwarf flare stars (FSs) in the solar vicinity and in star clusters and associations had a fundamental significance for the study of the physics and evolution of red dwarf stars. FSs were discovered in 1949 in the solar vicinity and named UV Cet type variables (classical FSs). The quiescent radiation of these stars is interrupted by randomly distributed flares. UV Cet type stars have very low luminosities and are seen in the vicinity of the Sun.

In 1954 Ambartsumian, [2] while analyzing the problem of the nature of continuous emission in the spectra of T Tauri type stars (TTSs), called attention to the unusual observational fact that continuous emission also arises in the spectra UV Cet type stars in the vicinity of the Sun during their brief flares, which at this period acquire properties that are at different stages of light variation in TTSs. This suggests a common nature of physical processes observed in the classical FSs and TTSs. It served as basis for the conclusion that TTSs and classical FSs are related objects.

This idea was strengthened by the discovery of several FSs of comparatively higher luminosity in a very young stellar system - the Orion association (Haro & Morgan [3]). Subsequently, several dozen FSs were detected in the associations of Orion, Monoceros, Taurus Dark Clouds (Haro & Terrezas [4]; Haro [5]; Rosino [6-7]).

The discovery of FSs in these young systems showed that besides the old classical FSs in the vicinity of the Sun there also exist young FSs. Haro [8] suggested that the stage of flare activity is an evolutionary stage of red dwarfs which follows the TTSs stage.

Of decisive significance in the confirmation of this fundamentally new idea was the accidental discovery by Johnson & Mitchell [9] of the first flare star in the Pleiades cluster, which is of age 7×10^7 years, an order of magnitude larger than the age of the Orion association, and does not contain any TTSs. These discovery initiated new, photographic observations of the regions of the stellar clusters, which led to the discovery of FSs, not only in the Pleiades. but also in the older clusters of the Praesepc and Hyades.

They showed that FSs representing a certain stage of evolution of red dwarf stars, or at least a certain portion of them, occuring in systems of very different ages. Moreover, while in the young systems (associations) the FSs coexist with TTSs, in older systems, where there are no TTSs, they constitute the most numerous population.

Strong X-ray emission is an important characteristic of pre-main sequence stars (PMSs). Observations with *EINSTEIN* satellite in the Orion Star Forming Region (SFR) indicate that many X-ray sources can be identified with young stars (Ku & Chanan [10]) with luminosities three or four orders of magnitude greater than the solar X-ray luminosity ($L_{XO} \approx 10^{26} - 10^{27.5}$ erg/s during the 11-year activity cycle). Also, the observations with *EINSTEIN* in many other SFR's revealed a substantial number of previously unrecognized PMSs (Walter et al. [11]; Feigelson [12]). Hundreds of such sources have been detected in Orion, Taurus-Auriga and other SFRs (Pallavicini [13], references therein).

The launch of the X-ray Observatory ROSAT, which has a much higher sensitivity than the EINSTEIN satellite in the soft band (0.1-2.4keV), has opened a new opportunity in the search for X-ray emitting PMSs. ROSAT carried out an all-sky survey which allows the investigation of the spatial distribution of X-ray sources in selected areas of the sky, and in particular in star clusters and associations.

Taking advantage of the *ROSAT* capabilities (Pfefferman [14]; Trümper [15]), a project was started with the aim to study SFRs in X-rays (Krautter et al. [16]). Here we report the results of the identification and study FSs in the Pleiades cluster region.

2. FS stage as an obligatory stage in the life of red dwarf stars. Various observational facts suggest that the mean lifetime of FSs, or the stage of flare activity, is significantly longer than the duration of the TTS stage, which is in perfect accord with the conjecture of Haro [8,17] that the stage of flare activity follows TTS stage in the life of red dwarf stars.

In the connection with this conjecture the question naturally arises:

Is the FS stage a regular evolutionary stage through which all red dwarf stars pass, or are there different evolutionary paths for these stars?

In 1968 Ambartsumian [18] developed a simple statistical method that

makes it possible to estimate the total number of FSs in any system once a certain number of stars of that class have been detected in it.

The total number of unknown FSs in the system is determined by the following formula:

$$n_0 = \frac{n_1^2}{2n_2},$$
 (1)

where n_1 and n_2 are numbers of FSs observed to have flared up once and twice respectively.

This formula was obtained under two assumptions: the distribution of flares is random in time for each flare star, the mean frequency of flares is the same for all FSs of a given system and the result obtained corresponds to a lower limit for the required total number of FSs in the systems. The upper limit for the total number FSs does not exceed the lower limit two time.

Applying this formula to the FSs known at that time in the Pleiades cluster, Ambartsumian [18] obtained a value for the total number of FSs in this system, which respect to order of magnitude of all faint stars in this cluster. On this basis the completely unexpected but fully justified conclusion was reached:

1. All or almost all of the faint stars in the Pleiades cluster are FSs.

2. FS stage (the stage of flare activity) is a regular stage in the evolution of red dwarf stars, through which all stars of this class must pass.

Observations of low-mass stars in the Galaxy allow to outline the evolutionary path of red dwarf stars. The main results were presented by Haro & Chavira [19]; Ambartsumian & Mirzoyan [20,21]; Haro [22]; Appenzeller [23]; Mirzoyan [24]. Here we give some, partially new, observational results, which confirm the evolutionary concept of red dwarf stars.

TTSs and FSs have physical and dynamical similarities: they coexist in stellar associations (Haro & Chavira [19]; Rosino [6]); characteristic features of TTSs like continuous emission appear distinctly in FSs, usually during flares (Ambartsumian [2]); some TTSs show flares (Haro & Chavira [19]; Rosino [7]; Appenzeller & Mundt [25]); multiple stars of the Trapezium type are known to consist of combinations of TTSs and FSs (Hambaryan [26]).

A characteristic property shared by TTSs and FSs is the occurrence of flares, i.e. short time brightness outbursts with a rapid rise and a slower decline. Although in individual observed TTSs flares seem to occur less frequently than in classical FSs, the properties of the TTSs flares observed in UV and visual wavelengths (see e.g. Kylyachkov & Schevchenko [27]) at X-rays (Feigelson & De Campli [28]; Montmerle et al. [29]; Walter & Kulu [30]), and radio wavelengths (Feigelson & Montmerle [31]; Andre et al. [32]; Stie et al. [33]; Feigelson [34]) agree well with those found for FSs. Flares

are known to occur in all subclasses of TTSs, in classical TTSs (such as DG Tau and RW Aur) as well as in weak-line TTSs. An additional indication for a connection between FSs and TTSs is the occurrence of spectral signatures typical for stellar flares in shortterm emission line variations of classical TTSs. These results indicate a physical and evolutionary connection between TTSs and FSs.

However, TTSs, perhaps, present the first stage of evolution of red dwarfs after formation and therefore, among the empirical properties which are observed for TTSs, but not in classical FSs, are strong, cool, and sometimes surprisingly well collimated stellar winds or outflows (cf. e.g. Lada [35], Mundt [36]; Appenzeller & Mundt [25]).

Another major difference between these two types of objects cool dusty circumstellar envelopes (cf. Lada [35]; Appenzellar & Mundt [25]; Beckwith et al. [37]) observed at TTSs. In the case of classical FSs, we have no evidence for either cool circumstellar disks or outflows.

FSs in star clusters and associations and UV Cet stars in the solar vicinity are objects of the same physical class, as indicated by their observed properties like light curves, colors, and spectra (Mirzoyan [38]). In the light of the formation of FSs in stellar clusters and associations the existence of UV Cettype stars in the vicinity of the Sun can have two explanations.

According to the first explanation, proposed by Ambartsumian [39], these stars were formed in a system that still exists. In other words, UV Cet-type stars in the vicinity of the Sun constitute a physical system at present.

The second explanation, advanced by Herbig [40], assumes that UV Cettype stars were formed in systems that have now decayed and appeared in the vicinity of the Sun accidentally, after decay of the "mother" systems as result of their spatial motion.

As appears now that UV Cet stars of the lowest luminosities are distributed uniformly in the galactic disk (Mirzoyan et al. [41]), after the disintegration of their "maternal" systems.

The discovery of TTSs with flare activity showed that both evolutionary stages are overlapping (Ambartsumian [42]). An intermediate stage may be the weak-line TTSs.

The coexistence of young FSs with TTSs in stellar associations, and the existence of comparatively old FSs in star clusters and the general field where TTSs are absent, show that flare stars very likely represent a later evolutionary phase of low-mass stellar evolution. The observational data indicate that all FSs originate in star clusters and associations. Young and middle ages FSs of comparatively high luminosity are observed in star clusters and associations where they originated. Their flare activity can be considered as a criterion for their membership in young systems (Mirzoyan et al. [43]). Old FSs of low mass kept their flare activity because of their slow evolution (small masses).

They are mainly observed in the general galactic field, after disintegration of their "maternal" systems. Kunkel [44] has shown that the duration of flare activity stage for stars of absolute magnitude M = 15 amounts to some billion years.

The observed space distribution of FSs of different masses in the Galaxy is thus a natural consequence of their different ages and the increase of duration of the flare activity stage of evolution towards FSs of lower masses (Mirzoyan [38]).

On the basis of all these observations, the probable evolutionary path of red dwarf stars is as follows:

classical TTSs - weak-line TTSs - FSs - classical FSs - red dwarf stars constant radiation.

3. X-ray observations of the Pleiades cluster. The Pleiades is an important laboratory for the study of main-sequence stellar evolution because of its relatively youth and proximity.

Photographic observations with wide-field telescopes of FSs in the Pleiades cluster have been carried out since 40 years. More than 500 FSs were found in the system.

Haro ([45,46]) and Haro & Chavira [19] have shown that in every stellar system there is a boundary spectral class (luminosity) which divides all stars of the system into two groups: FSs and non-FSs. The limit shifts towards later spectral classes (lower luminosities) when older systems are considered.

In this context it is interesting to consider the observational data of FSs in X-ray of this subsystem.

With an estimated age \sim 70 million years and at a distance \sim 127pc, a large number of intermediate and low-mass cluster members are detectable with X-ray telescopes.

In the Pleiades cluster, there have been several extensive X-ray studies based on *EINSTEIN* Observatory data (Caillault & Helfand [47]; Micela et al. [48]). The most extensive compilation of *EINSTEIN* data reports a total of 85 Pleiades member stars as X-ray sources, and upper limits of X-ray emission for a further 198 members stars (Micela et al. [49]).

Recently, three surveys of the Pleiades cluster in the X-ray regime have been carried out using ROSAT observations: the first is based on data collected during the ROSAT Allsky survey (Schmitt et al. [50]), the second is derived from a set of 3 pointed exposures (Stauffer et al. [1]) and the third from a single pointed observation (Micela et al. [51]).

The first survey detected X-ray emission for 28 Pleiades stars, while in the second studies a total 317 X-ray sources were reported, 171 of which could be identified with certain or probable Pleiades members. In the third survey

of 214 Pleiades stars 99 were detected in X-rays, and upper limits for the remainder were presented.

For the study of FSs in the Pleiades region we used data from Stauffer et al. [1], based on their three *ROSAT* PSPC observations of the cluster.

One field is roughly centered on the Pleiades, a second field is offset \sim 30 arcminutes to the northeast, and the third field is offset \sim 40 arcminutes to the northwest of the center.

These observations compound approximately one quarter part of the widefield optically studied region and summarized in Table 1.

Table I

RESULTS OF ROSAT PSPC OBSERVATIONS OF FSs IN THE PLEIADES CLUSTER

Membership	X-	ray Sources	F	Lord Day	
	Detected	Identified	Known	Identified	dK-dM
Members	-	171	167	81	32
Non-members		15	99	23	13
Total	317	186	266	104	45

In Table 2 and Figs. 1a-1d we present descriptive statistics and histograms as a function of visual magnitude of detected and non-detected subsamples of FSs Pleiades cluster using X-ray data from Stauffer et al. [1]. As appears

Table2

RESULTS OF DESCRIPTIVE STATISTICS DETECTED AND NON-DETECTED FSs IN X-RAYS BY *ROSAT* PSPC OBSERVATIONS

Detection	No. o	ſ FSs	Visual m	agnitude	Color	index	Number	of flares	Mcm.	prob.
200110			<1>>	σ	< V-]>	σ	<k></k>	σ	< M.P.>	σ
Detected	8	1	15.04	1.54	1.86	0.58	3.99	2.88	0.81	0.12
Non-detected	80	5	16.80	1.90	2.20	0.73	2.94	2.74	0.80	0.11
Detected	22	2	16.33	1.52	2.18	0.55	4.00	3.39	0.10	0.14
Non-detected	70	5	16.21	1.31	1.60	0.82	1.68	1.34	0.04	0.10

from the data of Table 2 non-detected members, in average, are fainter than detected cluster members. It indicates that X-ray luminosity might be correlated with visual luminosity.

However, the comparison of Figs.1a-1b show that there are many comparatively bright members of FSs in the Pleiades clusters which are not detected in X-rays, whereas a significant number of late type stars yet unknown as FSs were detected as X-ray sources.

Applying, as a first approximation, Eq.1 to the FSs detected in X-ray,

550

for the numbers of lower and upper limits of potential FSs we obtained values of 16 and 32, respectively. It is interesting to note that the estimated number of the upper limit of yet unknown FSs coincides with the number of late type member stars detected in X-rays.



Fig.1. (a) Histogram of the distribution of FSs identified with X-ray sources as a function of visual magnitude (membership probabilities greater than 0.5 on the base proper motion (Stauffer et al [1])). (b) Same as for (a) except for FSs non-detected as X-rays sources. (c) Same as for (a) except membership probabilities less than 0.50. (d) Same as for (b) except membership probabilities less than 0.50.

For the primary purpose of this study - the determination of the X-ray properties of FSs - we wish to restrict ourselves to only high probability cluster members determined by Stauffer et al. [1], although there are some grounds

Stauffer's et al. [1] membership is based on photometric and proper motion data of stars.

V.V.HAMBARYAN ET AL



Fig.2. The maximum likelihood integral X-ray luminosity function for FSs and non-FSs in the Pleiades cluster. The ordinate represents the probability of finding a star with X-ray luminosity greater than or equal to the X-ray luminosity given on the abscissa.

to believe that the vast majority of FSs observed in the Pleiades region are members of the cluster (Mirzoyan et al. [43])

3.1. FSs X-ray luminosity function. For the Pleiades cluster region our analysis procedure follows the usual method of constructing luminosity functions for censored data (Avni [52]; Schmitt [53]; Feigelson & Nelson [54]). The luminosity function for all Pleiades cluster members (Stauffer et al. [1]) thus obtained are shown in Fig.2 for each subsample (FSs and Non-FSs). It should be noted that the subsample of Non-FSs consist of early type as well as of late type cluster member stars. As we can see form Fig.2, for low luminosities the X-ray luminosity function for FSs and non-FSs almost is the same.

In order to investigate whether this is the case we have proceeded as follows. We have divided all optical members of the cluster in two separate ranges of colors: $(B-V)_0 \le 0.8$ (early type stars) and $(B-V)_0 > 0.8$ (late dG and dK-dM type stars).

We then have divided the sample of late-type stars into FSs and non-FSs, and have applied non-parametric tests for two independent samples. It tests
ROSAT OBSERVATIONS OF PLEIADES FLARE STARS 553

the null hypothesis that two samples are drawn from the same parent population (goodness-fit-problem, see e.g. Kendall & Stuart [55]). If the probability is small (0.05 or less is often used), the null hypothesis is rejected. For the five different tests² the probabilities range between 23% and 57%, i.e. the null hypothesis that the "FSs" and "non-FSs" samples come actually from the same parent population, cannot be rejected.

3.2. Discriminant analysis. In order to assign an object to one of a number of groups we use discriminant analysis. For our case, X-ray sources found by *ROSAT* pointed observations will be classified as FSs and non-FSs that represent the two groups of our analysis. For each source we want to specify a probability for its group membership. To employ this analysis, we first need a certain number of projects, whose group membership is known a *priori*, the so-called training set.

In the case Pleiades region this training set is given by we 137 cluster members identified in X-rays [56], and with the held of this training set we want to apply a classification as FSs or non-FSs to the sample of late-type. stars of unknown nature, that have been detected in X-rays by Stauffer et al [1].

It should be noted that some parameters, such as optical colors $(B - V)_0$ and $(V - I)_0$, may affect (predetermine) to the Pleiades classification results, and therefore we have excluded them from the list (Gagné et al. [56]). Moreover, it becomes possible to apply this method to X-ray sources which are not identified with optical objects.

The training set thus defined consist of 114 (because of missing value some of variables) X-ray sources that are members of the cluster (72 FSs and 42 non-FSs), and four variables: $\log(L_x)$, $\log(L_x/L_{bol})$, hardness ratios: HR1 and HR2. We standardized each variable by subtracting the mean value and dividing by their standard deviation in order to guarantee a similar weighting of each component in the four dimensional parameter space. We apply a linear discriminant analysis (Murtagh & Heck, [57]; Sterzik et al, [58]) determining the best linear combinations of a set of variables to predict a categorical dependent variable (FSs and non-FSs).

Classification results are given in Table 3 and can testify about the reliability of discrimination procedure. The percentage of cases correctly classified exceeds 99%.

4. Summary and Conclusions. Current evidence points towards the conclusion that FSs represent an evolutionary stage of red dwarf stars which

²Gehan's Generalized Wilcoxon test of Permutation Variance; Gehan's Generalized Wilcoxon test of Hypergeometric Variance; Peto & Peto Generalized Wilcoxon test; Peto & Prentice Generalized Wilcoxon test and Logrank test are contained in the ASURV software package; see Feigelson & Nelson [54].

Table 3

Actual group	Number of Cases	Predicted	Group Membership
	time	Non-FSs	FSs
Non-FSs	42	42	0
FSs	72	1	71
dK-dM	23	7	16

CLASSIFICATION RESULTS OF DISCRIMINANT ANALYSIS

follows the TTS phase, and that all (or nearly all) low-mass stars pass through this stage during their evolution [38,59]. At the age of the Pleiades, FSs probably constitute a large fraction of all low-mass stars.

The flare star phenomenon is therefore of high importance for our understanding of the early phases of stellar evolution. Moreover, the fraction of FSs among a stellar population, as well as the limiting $(B - V)_0$ colour (i.e. spectral type), at which they are found, might serve as an important tracer for the age of field stellar populations, if these quantities are calibrated by open clusters.

As indicated by their X-ray luminosity functions, high levels of coronal activity are displayed both by FSs and non-FSs in the Pleiades. However, using discriminant analysis, we have demonstrated that it is possible to classify late-type stars as FSs or non-FSs with high reliability on the basis of *ROSAT* X-ray data and optical photometry.

Using this method, we could show that out of a sample of 23 late-type Pleiades members of unknown nature, about 16 most probably are FSs, while the remaining 7 stars more likely are non-FSs. This result agrees well with the estimated number of 16-32 potential FSs within this sample, as calculated from the number of X-ray detected FSs.

Acknowledgments. V.Hambaryan would like to thank the DFG for financial support. Many thanks also to the Director Prof. I. Appenzeller and staff at Landessternwarte-Heidelberg, where most of this work was done.

¹Byurakan Astrophysical Observatory, National Academy of Sciences, Republic of Armenia,

²Landessternwarte Kunigstuhl, D-69117 Heidelberg, Germany

³Max-Plank-Institut fur Extraterrestische Physik, D-85740 Garching, Germany

ROSAT OBSERVATIONS OF PLEIADES FLARE STARS 555

ROSAT НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ПЛЕЯДАХ.

В.В.АМБАРЯН¹, Л.В.МИРЗОЯН¹, Р.ВИХМАНН², Дж.КРАУТТЕР², Р.НЕУХАУЗЕР³

Анализированы рентгеновские данные ансамбля 104 вспыхивающих звезд (ВЗ) в области скопления Плеяды, полученные Стауффером и др. [1], на основе глубокого PSPC *ROSAT* наблюдений. Если звезды поздних спектральных классов в Плеядах разделить на две группы - ВЗ и не - ВЗ, то находим, что рентгеновские светимости обеих групп можно рассматривать как выбранные из одной родительской популяции. Более того, для классификации 23 звезд поздних спектральных классов неизвестной природы в Плеядах. дискреминантный анализ в четырехмерном параметрическом пространстве (lg (L_x), lg (L_x/L_{bol}), и *ROSAT* индексы жесткости HR1 и HR2) был использован. Можно показать, что большинство этих звезд (16) по всей верочтности являются ВЗ, чем не-ВЗ.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. J.R.Stauffer, J.-P. Caillault, M. Gagné, C.F.Prosser, L.W.Harimann, Astrophys. J. Suppl. scr., 91, 625, 1994.
- 2. V.A.Ambartsumian, Comm. Byurakan Obs. 13, 3, 1954.
- 3. G. Haro, W. Morgan, 1953, Astrophys. J, 118, 16, 1953.
- 4. G.Haro, L.R. Terrezas, Boll. Obs. Tonantzintla, No.10, 3, 1954.
- 5. G. Haro, Boll. Obs. Tonantzintla, No. 11, 11, 1954.
- 6. L.Rosino, Contr. Assiago. Obs., No. 69, 1956.
- 7. L. Rosino, in: Low Luminosity Stars, S.S.Kumar (ed.), Gordon & Breach, New York, p. 181., 1969.
- 8. G.Haro, in: IAU Symposium No. 3, Non-Stable Stars, G.H.Herbig (ed.), Cambridge University Press, Cambridge, p. 26., 1957.
- 9. H.L.Johnson, R.I.Mitchell, Astrophys. J., 128, 31, 1958.
- 10. W.H.-M.Ku, G.A.Chanan, Astrophys. J., 228, L33, 1979.
- 11. F.M. Walter, A.Brown, R.D. Mathieu, P.C. Myers, F.J. Vrba. Astron. J., 96, 297, 1988.
- E.D.Feigelson, in Protostars and Molecular Clouds, eds. Th. Montmerle, C.Bertout, CEN Saclay, Gif-sur-Yvvette, p. 123, 1987.
- 13. R. Pallavicini, ARA & A1, 177, 1989.
- 14. E. Pfefferman, et al. Proc. SPIE, 733, 519, 1986.
- 15. J. Tramper, QJRAS, 33, 165, 1992.

- J.Krautter, J.M.Alcalá, R.Wichmann, R.Neuhauser, J.H.M.M.Schmitt, ROSAT observations of star forming regions. In: Pismis P., Toores-Peimbert S. (eds.) Proc. of the Symposium on stars, gas and dust in the galaxy to honor Eugenio E. Mendoza, Rev. Mex. Astron. Astrofis. 29, p. 41, 1994.
- 17. G.Haro, in: Symposium on Stellar Evolution, J.Sahade (ed.), Astr. Obs. Nat. Univ. La Platta, p. 37, 1962.
- 18. V.A.Ambartsumian, in Stars, Nebulae, Galaxies, V.V.Sobolev (ed.), Acad. Sci. Armenia, Yerevan, p. 283, 1969.
- 19. G.Haro, E.Chavira, Vistas in Astronomy, 8, 89, 1965.
- V.A.Ambartsumian, L.V.Mirzoyan, 1970, in IAU Colloq. No. 15, New Directions and New Frontiers in Variable Star Research, Veröff. Bamberg 9, No.100, p. 98, 1970.
- 21. V.A.Ambartsumian, L.V.Mirzoyan, in IAU Symposium 67, Variable Stars and Stellar Evolution, V.Sherwood and L.Plaut (eds.), Reidel, Dordrecht, p. 3, 1975.
- 22. G. Haro, Boll. Inst. Tonantzintla 2, 3, 1976.
- I.Appenzeller, T Tauri stars and flare stars: common properties and differences, In: L.V.Mirzoyan, B.Petterson and K.M.Tsvetkov (eds.) Proc. of the IAU Symposium No. 137, Flare stars in star clusters, associations and in the solar vicinity, p. 209, 1990.
- L.V.Mirzoyan, Optical Flares: Observations and Interpretation, In: Greiner J., H.W.Duerbeck and R.E.Gershberg (eds.) Proc. of IAU Colloquium No.151, Springer, p. 47, 1995.
- 25. I.Appenzeller, R.Mundt, ARA &A 27, 293, 1989.
- 26. V.V.Hambaryan, Astrofizika 28, 149, 1988.
- 27. N.N.Kylyachkov, V.S.Schevchenko, Sov. Astron. Lett., 2, 193, 1976.
- 28. E.D.Feigelson, W.M.De Campli, Astrophys. J., 243, L89, 1981.
- 29. Th. Montmerle, L. Koch-Miramond, E. Falgarone, J. Grindlay, Astrophys. J., 269, 182, 1983.
- 30. F.M. Walter, L.V. Kuhi, Astrophys. J., 284, 194, 1984.
- 31. E.D.Feigelson, Th.Montmerle, Astrophys. J., 289, L19, 1985.
- 32. P.André, Th. Montmerele, E.D. Feigelson, Astron. J., 93, 1182, 1987.
- 33. P.C.Stie, E.D.Feigelson, P.André. Th.Montmerle, Astron. J., 96, 1394, 1988.
- 34. E.D.Feigelson, in Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, eds. J.L.Linsky, R.E.Stencel, Springer Lecture Notes in Physics, 291, 455, 1988.
- 35. C.J.Lada, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 23, 267, 1955.
- 36. *R.Mundt*, in NATO-ASI on Formation and Evolution of Low Mass Stars, eds. A.Dupree and M.T.V.T.Lago, Kluwer, Dordrecht, p. 257, 1988.
- 37. S.V.W.Beckwith, A.I.Sargent, R.S.Chini, R.Guesten, Astron. J., 99, 924, 1990.
- 38. L.V.Mirzoyan, Astrofizika 36, 277, 1993.
- 39. V.A.Ambartsumian, in: Variable Stars, M.A.Arakelyan (ed.), Acad. Sci. Armenia, Yerevan, p.9, 1957.
- 40. G.H.Herbig, 1962, in: Symposium on Stellar Evolution, J.Sahade (ed.), Astr. Obs. Nat. Univ. La Platta, p. 45.

ROSAT OBSERVATIONS OF PLEIADES FLARE STARS 557

- 41. L.V.Mirzoyan, V.V.Hambaryan, A.T.Garibjanian, A.L.Mirzoyan, Astrofizika, 29, 44, 1988.
- 42. V.A.Ambartsumian, Astrofizika 6, 31, 1970.
- 43. L.V.Mirzoyan, V.V.Hambaryan, A.L.Mirzoyan, Astrofizika, 37, No.3, 1993.
- 44. W.Kunkel, in IAU Symp. 67, Variable Stars and Stellar Evolution, V.Sherwood and L.plaut (eds.), Reidel, Dordrecht, p.15, 1975.
- G.Haro, in IAU-URSI Symp. No. 20, The Galaxy and the Magellanic Clouds, F.J.Kerr and A.W.Rodgers (eds.), Australian Acad. Sci., Canberra, p. 30, 1964.
- 46. G.Haro, in Stars and Stellar Systems, Vol. 7, B.M.Middlehurst and L.H.Aller (eds.), Chicago Univ. Press, Chicago, p. 141, 1968.
- 47. J.-P. Caillault, D.J. Helfand, Astrophys. J., 289, 279, 1985.
- 48. G.Micela, S.Sciortino, S.Serio, G.S.Vaiana, J.Bookbinder, L.Golub, F.R. Jr.Harnden, R.Rosner, Astrophys. J. 292, 172, 1985.
- 49. G. Micela, S. Sciortino, G.S. Vaiana, F.R. Jr. Harnden, R. Rosner, Astrophys. J., 348, 557, 1990.
- J.H.M.M.Schmitt, P.Kahabaka, J.Stauffer, A.J.M.Piters, Astron. Astrophys., 277, 114, 1993.
- 51. G.Micela, S.Sciortino, V.Kashyap, F.R.Jr.Harnden, R.Rosner, Astrophys. J. Suppl. ser., 102, 75, 1996.
- 52. Y.Avni, Astrophys. J., 210, 624, 1976.
- 53. J.H.M.M.Schmitt, Astrophys. J., 293, 178, 1986.
- 54. E.D.Feigelson, P.I.Nelson, Astrophys. J., 293, 192, 1985.
- 55. M.Kendall, A.Stuart, The Advanced Theory of Statistics, Vol. 2, Charless Griffin & Company Limited, p. 444, 1979.
- 56. M. Garné, J.-P. Caillault, J.R. Stauffer, Astrophys. J., 450, 217, 1995.
- 57. F. Murtagh, A. Heck, Multivariate Data Analysis, Reidel, Dordrecht, 1987.
- M.F.Sterzik, J.M.Alcalá, R.Neuhduser, J.H.M.M.Schmitt, Astron. Astrophys. 297, 418, 1995.
- 59. L.V.Mirzoyan, Early Stages of Evolution of Stars, Acad. Sci of Armenia, Yercvan, 1991.

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.312:524.388]:520.82

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КРАТНЫХ СИСТЕМ ТИПА ТРАПЕЦИИ РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ, ВЫВЕДЕННЫЕ ИЗ ию by ФОТОМЕТРИИ.

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ Поступила 20 июня 1997 Принята к печати 10 сентября 1997

Даны результаты электрофотометрических наблюдений 51 звезды кратных звездных систем типа Трапеции в шестицветной фотометрической системе Стремпрена-Крауфорда. Для наблюлений из Абастуманского каталога были выбраны следующие Трапеции: АБАО 2. 8, 34, 48, 51, 62, 94, 313, 316, 348, 356, 359, 363, 387, 396. Наблюдения проволнлись на 125-см зеркальном автоматически управляемом компьютором телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории. Результаты наблюдений приведены в табл.1. Большинство компонентов наблюденных Транеций по критериям Стремгрена приналлежат к ранней группе "В". Были определены абсолютные звездные величины компонентов Трапеций и вычислены молули расстояний (табл.2). Следан вывол, что рассматриваемые Трапеции с больщой вероятностью являются физическими системами.

1. Введение. Понятие о кратных системах типа Трапеции было введено В.А.Амбарцумяном, как об особом классе кратных звезд, в которых расстояния между компонентами одного порядка [1]. Первый список Трапеций был составлен В.А.Амбарцумяном [1], а более полный - одним из авторов настоящей статьи [2,3]. Все основные выводы о свойствах Трапеций были сделаны В.А.Амбарцумяном [1] на основе общетсоретических соображений сразу же после выделения этого интерсеного класса кратных систем.

Один из основных выводов В.А.Амбарцумяна, стимулировавший дальнейшие исследования, заключается в том, что Трапеции являются неустойчивыми и должны распасться. Если полная энергия системы отрицательна, то время распада составляет 2.10⁶ лет, а если положительна - 10⁴-10⁵ лет. В обоих случаях Трапеции являются очень молодыми системами в Галактикс [1].

Таким образом, первос указание на молодость систем типа Трапеции было получено теоретически из представления об их динамической неустойчивости. Однако в последующем, многие подтверждения этого принципиального для проблемы происхождения и эволюции звезд вывода, основывались непосредственно на набюдательных данных об этих системах. Мы остановимся на некоторых из них.

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

В.А.Амбарцумян, на основе списка 108 кратных систем типа Трапеции, получил очень важный вывод о том, что реальные Трапеции встречаются в основном среди кратных систем с главными звездами спектральных классов О-В. Этот вывод был подтвержден Г.Н.Салуквадзе на основе статистического изучения составленного им же каталога Трапеций [2,3]. С.Шарплесс, на основе фотографий, полученных на обсерватории Маунт Вильсон, пришел к выводу, что Трапеции особенно часто встречаются среди звезд типа О, которые связаны с эмиссионными туманностями. Из общего количества эмиссионных туманностей 40% содержат кратную систему типа Трапеции, которая в то же самое время может быть членом большого скопления, содержащего другие О и В звезды или же группировки звезд раннего типа [4,5]. Более обстоятельно вопрос о связи Трапеций с ассоциациями, галактическими скоплениями и эмиссионными туманностями был рассмотрен в статье Салуквадзе [6]. Заключения, полученные в статье [6] относительно принадлежности Трапсций к ассоциациям, галактическим скоплениям и эмиссионным туманностям, полностью подтверждают вывод о молодости кратных систем типа Трапеции.

Первая работа, посвященная исследованию движений в кратных системах типа Трапеции, на основе наблюдательных данных, относящаяся к прототипу этого класса кратных звезд - Трапеции Ориона, была выполнена П.П Паренаго. Результаты его исследования [7,8] однозначно указывают на расширение Трапеции Ориона и положительности ее энергии.

Кинематика кратных систем типа Трапеции была подробно рассмотрена в работах одного из авторов [9,10]. Были исследованы 15 кратных систем типа Трапеции с главными звездами О-В2 спектральных классов из Абастуманского каталога Трапеций. Наблюдения указывают на расширение 14 систем типа Трапеции из исследованных 15-ти.

Этот результат является новым, веским свидетельством в пользу представления о динамической неустойчивости реальных систем типа Трапеции.

Хотя давно установлено, что звездные системы типа Трапеции являются крайне интересными объектами нашей Галактики как с точки эрения динамики, так и звездной эволюции, наблюдательные данные об этих системах весьма скудны. В настоящее время в литературе очень немного данных о цветах и спектральных классах звезд, составляющих Трапеции.

Только в двух работах мексиканских ученых [11,12] даются результаты *UBVRI* фотометрии звезд, составляющих 68 систем типа Трапеции из списка В.А.Амбарцумяна [1].

Х.Абт [13] на телескопе 2.1м Национальной обсерватории Кит Пик выполнил спектральные наблюдения 120 звезд, составляющих 31 Трапе-

цию из неопубликованного списка С.Аллен и др. Из 120 звезд 28 являются оптическими компонентами, что привело к заключению, что 17 систем являются псевдотрапециями, 3 системы остались без компонентов. а остальные 11 Х.Абт считает физическими, имеющими такой же возраст, что и Гиады.

В работе [14] даны результаты фотоэлектрических измерений компонентов 20 молодых кратных звездных систем, среди которых имеются пять систем типа Трапеции из Абастуманского Каталога [2].

*иυby*β фотометрии двойных звезд посвящены работы [15-17]. Е.Облек [18] в 1987г. в Бельгии на коллоквиуме, посвященном широким двойным и кратным звездам, докладывал о составлении им фотометрического каталога двойных и кратных звездных систем. Каталог содержит результаты фотометрических наблюдений 11713 компонентов звездных систем в *UBV*, *иυby*β и Женевской фотометрических системах.

В Абастуманской астрофизической обсерватории ведутся планомерные фотоэлсктрические наблюдения кратных систем типа Трапеции, входящие в Абастуманский Каталог. Часть результатов наблюдений опубликована раньше [19,20].

В данной статье приведены наблюденные и освобожденные от поглощения цветовые индексы $(b-y)_0$, m_0 , c_0 , β , результаты определения абсолютных звездных величин и модулей расстояния, а также заключения о категории исследуемых нами 15 Трапеций с главными звездами O-B2 спектрального класса. Результаты определения атмосферных параметров, а также возраста и массы компонентов Трапеции будут опубликованы в ближайшем номере данного журнала.

2. Наблюдения. Кратные системы типа Трапеции были выбраны из Абастуманского Каталога Трапеций [2]. Были проведены наблюдения 51 звезды, составляющих следующие системы: АБАО 2, 8, 34, 48, 51, 62, 94, 313, 316, 348, 356, 359, 363, 387, 396.

Наблюдения проводились на 125-см зеркальном автоматически управляемом компьютером телескопе, с применением одноканального фотометра, основанном на счете фотонов, с диафрагмами 10" и 20". Время экспозиции менялось в зависимости от блеска звезд в интервалс 10 - 80 с. В каждую наблюдательную ночь мы старались выполнить три цикла наблюдений. Каждый цикл заключал в себе: наблюдение звезды сравнения, фон около звезды, все компоненты системы, снова фон и звезду сравнения.

Точность электрофотометрических измерений компонентов кратных звезд главным образом зависит от разности звездных величин между главной звездой и ее компонентами, а также от относительного положения компонентов. С целью достижения должной точности измерений для

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ. Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

близких компонентов с расстояниями меньше чем 10"-15" было выполнено большое количество наблюдений при отличных атмосферных условиях. Всего для 51 звезды, составляющих 15 Трапеций, было выполнено 508 циклов.

Гистограммы, показывающие зависимость количества компонентов от видимой звездной всличины и разности звездных величин между компонентами, а также от расстояния между главной звездои и компонентами соответственно, показаны на рис. 1. 2 и 3.

Как видно из рис.1 почти половина наблюденных нами звезд лежит в интервале 8.^m0 – 12.^m0. По восемь звезд имсют звездные исличины в



интервалах 0. "0 - 6." 0 и 6. "0 - 13." 2.

Разности звездных величин между компонентами в системах достигают 7.^m0 (рис.2). Количество компонентов с разностями до 3.^m0 составляет 11. Пик гистограммы приходится на интервал 6.^m0 – 7.^m0.

Рис.3 показывает, что в основном были наблюдены такие компоненты, которые находятся на расстоянни до 35" от главной звезды. Редко попадались очень тесные и далекие компоненты.

Описание телескопа дано в работе [21]. Применяемые светофильтры и методика приведения инструментальной фотометрической системы к

стандартной описаны в работе [22]. Звезды сравнения были выбраны из [23].

Результаты наблюдений были приведены в табл.1.

В столбцах табл.1 соответственно даны: 1 - номер по Абастуманскому Каталогу (АБАО), 2 - номер по каталогу двойных звезд Айткена [24], 3 - компоненты Трапеций, 4-13 результаты наблюдений $(b-y), m_1, c_1, \beta$ н их средние ошибки σ в единицах 0.001 (данные о величинах v для звезд сравнения изяты из каталога Бланко и др. [25]), n - число определений.

Для освобождения индексов *m*, и *c*₁ от поглощения мы пользовались формулами. данными в работах [26,27]:

$$[m_1] = m_1 + 0.32(b-y)$$

 $[c_1] = c_1 - 0.20 m_1.$

Вычислялись также величины $[u-b] = [c_1] + 2[m_1]$.

Стремгрен [28], используя зависимости между индексами [*m*₁], [*c*₁], [*u*-*b*] и β, разделил звезды главной последовательности на три группы: "Ранняя группа" - В - звезды спектральных классов О-В9. "Промежуточная группа" - А - звезды спектральных классов А0-А3. "Поздняя группа" - АF - звезды спектральных классов А4-G0.

В работах Стремгрена [28,26] описаны критерии отнесения звезд к вышеперечисленным группам.

1) Принадлежность звезд к "Ранней группе".

Для отнесения звезды к данной группс мы пользовались кривыми 1,2, а также табл.1, данными в работе Стремгрена [28], в которой приводятся для β верхние границы величин $[u-b]u[m_1]$. С целью более достоверного определения данной группы звезд мы пользовались также табл.2 [26] и кривыми 2-12 из работы Е.Облека и др. [29].

2) "Промежуточная группа".

К этой группе относятся звезды, для которых 0.001 < (b - y) < 0.006. Величины *г* и *а* по Стремптрену [28] определялись по формулам:

$$r = 2.565 + 0.35[c_1] - \beta$$
$$a = 2([m_1] - 0.179) + 0.80r$$

С помощью диаграммы 3 Стремгрена [28] легко можно определить эту группу.

3) "Поздняя группа".

а) Спектральный интервал A4-F0. Для звезд этой группы β является индикатором эффективной температуры, а [u-b], который связан с $[c_1]$, также зависит от светимости. В табл.2 (Стремгрен [28]) дана верхняя граница величин β и $[m_1]$ для отнесения звезды к "Поздней группе".

6) Спектральный интервал F1-F9. По определению Стремгрена [28] звезды, которые удовлетворяют условию

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

Таблина 1

наблюдательные данные

	NADE	Kontt	v	л	(b-y)	п	m	п	<i>C</i> ,	п	β	n
IN.ADAU	NADS	KORI	$\sigma(0.001)$		g(0.001)		σ(0.001)		o(0.001)	11	o(0.001)	
1 1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
	207	4	813	15	0.112	15	0.024	15	-0.048	15	2.604	15
2	307	Â	14		4		8		5	0	3	
1	a tay D	В	12.20	13	0.149	12	0.062	11	0.207	11	2.678	13
	10.11	C	17	14	0.254	13	0.048	13	0.692	13	2.737	12
		Ŭ	8		6		12		19		18	
		D	12.19	12	0.372	11	0.135	11	0.724	11	2.729	11
8	719	AB	8 7.76	7	0.168	7	-0.003	8	-0.075	5	2.578	8
0	101		13		10		17	-	15	, rè	9	0
The second	0400	С	8.26	8	0.128	9	0.018	9	-0.067	8	2.583	7
COADY SAY	No. 16.	D	8.79	9	0.168	6	-0.023	6	-0.075	8	2.623	6
"party		6 4 C	8		2		10		7		4	1.
		E	11.70	7	0.199	8	0.042	8	0.304	6	2.684	6
34	2165	AB	8.30	9	0.332	8	-0.112	9	-0.021	9	2.587	9
			4	1	5		10		8		7	11
		С	11.29	10	0.352	13	-0.062	13	0.150	13	2.649	13
References	40° Q 984	D	11.54	10	0.378	12	-0.100	13	0.153	13	2.648	12
A State of the second		10	18		4		8		6		5	1
48	2783	A	6.82	10	0.384	16	-0.089	15	0.022	16	2.602	15
		В	9.66	10	0.373	13	-0.078	12	0.219	12	2.696	13
			41		8		13		19		10	-
Service-		С	12.64	7	0.478	12	-0.024	11	0.747		2.801	10
51	2984	A	6.99	5	0.386	6	-0.084	6	0.039	6	2.628	6
			15		5		8		9		4	1
		В	6.98	5	0.409	6	-0.105	6	0.065	1	2.594	7
		D	9 11.37	10	0.447	6	-0.065	6	0.459	7	2.708	6
ac and	TOL	100	35	i	9		23		22	-	17	
		E	12.96	5	0.473	5	-0.052	6	0.702	6	2.730	6
62	3709	A	5.47	8	0.107	9	0.042	9	0.240	8	2.643	8
	-	Same	10		5		10		7	1	2	
	99	B	12.23	4	0.514	9	0.068	7	0.264	4	2.636	9
	1	с	11.17	7	0.410	7	0.113	6	0.729	5	2.769	6
			18		3		9		19		10	
94	170-1	A	5.03	1	-0.071	3	0.093	6	0.207	5	2.610	4
		В	9.08		0.035	5	0.181	4	0.932	4	2,892	5
					5		10		13		5	

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ. І

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
		С	9.51		1.097	5	0.501	5	0.190	4	2.480	5
				1.2	3	12	12	12	20	12	5	1
313	13312	AB	0.03	13	0.105	13	0.055	13	-0.110	13	2.330	13
	1	С	9.51	13	0.209	13	0.015	13	0.058	13	2.618	13
	C.L. M.		10		2		4		3		6	1001
		D	12.70	10	0.307	10	0.007	10	0.444	10	2.645	10
216	12274		10		9	16	10	16	15	16	21	16
510	13374	~	0.02		0.070	10	3	10	-0.202	10	2.503	10
+	- 18	B	11.53	14	0.256	9	-0.003	8	0.294	10	2.655	10
			54		14		• 18	1.00	8	•	30	51
		C	11.09	16	0.616	16	0.343	16	0.132	16	2.546	16
	L	D	9 72	16	0 105	16	10	16	28	16	16	16
TRA	CHURCH I	D	9.12	10	0.195	10	0.014	10	0.030	10	2.002	10
	Durch	E	11.24	14	0.237	15	0.024	16	0.248	15	2.655	15
1 250	Trans.		58		6		7	č .	22		12	
		F	7.40	15	0.240	16	-0.010	16	-0.030	16	2.563	16
240	14526		11	4	3	6	3	6	0 0 2 2	6	2 4 90	6
348	14520	A	4.95	0	-0.034	0	0.073	0	-0.023	0	2.409	0
	Sec. 1	В	9.35	9	0.116	9	0.187	9	0.808	9	2.816	8
	1 100		5		3		5		2	inn	5	
		C	11.11	9	0.311	9	0.126	9	0.302	9	2.597	9
			5	2	2		5	August 1	7		9	CLOP IC.
356	14831	A	4.46	15	-0.015	15	0.061	12	0.091	12	2.505	15
a second	2 50.143	D	10.78	12	0.309	15	0.142	12	18	13	2.078	13
Series.	- 1 (K K 1	С	10.76	15	0.641	15	0.243	15	0.315	15	2.611	15
1	103 15	habi	9	'hit'	6	1250	9	11. 11.	14	-Trada	9	1.00
359	14969	A	5.91	100	0.016		0.010	1.000	-0.077	inna	2.544	
1 1150	1000	В	12.15	21	0.311	21	0.127	21	0.127	21	2.658	21
016.05	74 8:	C	JO 61	20	0 720	20	0 436	20	0 254	20	2 550	20
	1.0	Ŭ	7	10	7	20	14	20	26	20	8	20
363	15184	A	5.65	-	0.222		-0.031		-0.062		2.585	
		C	8.00	9	0.246	9	-0.049	9	0.026	9	2.628	9
	ALS -L		14		16		10		10		4	
Constraints -	1 Victoria	D	1.95	9	0.207	9	-0.024	9	0.000	9	2.028	9
387	16095	A	5.67		-0.043		0.057	1	0.020		2.606	Sec. 35
507		B	6.35	10	-0.066	10	0.084	10	0.119	10	2.680	10
4.11	ye w	184	3		1	10.2	2	Longi	3	in the	2	
		С	10.63	10	0.447	9	0.160	9	0.476	9	2.652	9
204	16201		2	12	6	12	9	11	19	12	12 620	
396	10381	A	5.60	12.	-0.039	12	0.062	11	0.093	12	2.030	
all happy	111.6	В	11.27	12	0.250	12	0.136	12	0.552	12	2.739	12 :
1 Acres	1. 19	COLUMN T	7	06230	4		10		12	100	11	1,51
(Name of	10000	C	9.21	12	0.346	12	0.134	12	0.486	12	2.673	12.
			7		8		6		6		4	

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

0.22 < b- y < 0.36 или 2.62 < β < 2.72

принадлежат к спектральному интервалу F1-F9. Для более поздних спектральных классов линия H_{i} очень слаба, поэтому β для этих звезд нельзя использовать в качестве индикатора эффективной температуры.

Кривая зависимости $[c_1] - [m_1]$ для наших программных звезд представлена на рис.4.

Рассмотрение кривой на рис.4 показывает, что большинство компо-



нентов принадлежат к ранним спектральным классам.

3. Установление принадлежности компонентов Трапеций к системам. Поскольку главной целью настоящего исследования является определение физических параметров Трапеций, то, естественно, в первую очередь нами были установлены принадлежности компонентов Трапеций к системам. Для решения этой задачи были определены расстояния до компонентов Трапеций из наблюденных фотометрических индексов.

В первую очередь мы установили к каким спектральным участкам [m₁] – [c₁] диаграммы Стремгрена принадлежали исследуемые нами звезды, а затем определили нормальные цвета и абсолютные звездные величины.

Разделение компонентов Трапеций по спектральным группам. В табл.1 приведены наблюденные фотометрические индексы $(b-y), m_1 u c_1$, где

$$m_1 = (v-b) - (b-y), \quad c_1 = (u-v) - (v-b).$$

(b-y) представляет собой индикатор эффективной температуры, m_1 - индикатор металличности, c_1 - индикатор светимости для звезд поздних спектральных классов, а для звезд ранних спектральных классов - индикатор эффективной температуры.

Спектральные интервалы для компонентов Трапеций, определенных вышеописанным способом, даны в табл.2.

Определение нормальных цветов. Наблюденные индексы освобождаются от влияния покраснения с помощью формул, полученных Шобрууком [30]. Для редукции мы использовали процедуру, которая была применена Ниссеном [31] при изучении молодых скоплений с использованием uv by в фотометрии.

Стандартные зависимости между *M_u*, *c*₁, *m*₁ иβ были взяты из Крауфорда [32,33].

Определение абсолютных звездных величин. Для "В" и ранних "А" звезд была использована эмпирическая зависимость Крауфорда (M_v-β), приведенная в табл.5 [34].

Альтернативный метод для определения абсолютных звездных величин звезд ранних спектральных классов был предложен Балоном и Шобрууком [35].

$$M_{v} = 3.499 + 7.203 \lg(\beta - 2.515) - 2.319[g] + 2.938[g]^{3},$$

где

$$[g] = \lg(\beta - 2.515) - 1.60\lg(c_0 + 0.322).$$

Стандартная ошибка для одной звезды составляет 0.43 зв. величины.

Зависимость между этими двумя определениями линейная, и она выражается следующей формулой:

$$M_{\mu}(\text{Crauford}) = 0.378 + 0.832 M_{\mu}[35].$$

Для определения абсолютных звездных величин звезд группы "А" и "F" типа, Ниссен [31] предлагает следующую зависимость:

$$M_{\nu} = M_{\nu, \text{ZAMS}}(\beta) - f \,\delta \,c_0,$$

гдс

$$f=9$$
 и $f=9+50\Delta\beta$,

соответственно, для группы звезд типов, "А" и "F", а $\delta c_0 = c_0 - c_{1,std} \beta$.

Для вычисления модулей расстояния DM необходимо знание освобожденных от поглощения значений V_0 , которые вычисляются по формуле $V_0 = V - 4.3 E_{b-y}$ и окончательно $DM = V_0 - M_v$ для каждой звезды.

Результаты вычисления V₀, M_v и DM даны в табл.2.

Из исследованных нами 51 звезды, составляющих 15 трапсций, в шести случаях мы не смогли определить абсолютные звездные величины.

Для компоненты "С" системы АБАО 94 и компоненты "А" систем АБАО 348, 356 и 359 получены маленькие значения β, для которых неопубликованы стандартные зависимости. Поэтому для них мы не смогли определить абсолютные звездные величины.

Кроме того, компонента "А" для системы АБАО 316 и 348, а также компонента "С" системы АБАО 316 являются пекулярными, полученные значения $[m_1]$ и $[c_1]$ и [u-b] для соответствующих β сильно отличаются от стандартных значений.

Поскольку остальные компоненты вышеперечисленных пяти систем являются физическими, то их тоже можно условно считать компонентами

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

Таблица 2

			*					
N.AEAO	Комп	Сп.инт	V.	M	$DM = V_q - M_p$	Заключение	Мак	сим.удал.
- 1	2	3	4	5	6	7	8	
2	A	В	7.13	-3.96	11.1	Физическое	47" 103	400 a.e.
rear a weg	B	B	11.13	-1.38	12.5	Физическое		
	c	B	11.44	-0.23	11.7	Физическое		
	D	В	11.27	3.66	7.6	Оптическое	2.11	
8	AB	В	6.50	-5.13	11.6	Физическое	16	30400
	С	B	7.18	-5.00	12.2	Физичсское		
	D	В	7.53	-3.52	11.1	Физическое		
	E	В	10.46	-1.22	11.7	Физическое		
34	AB	В	6.34	-4.69	11.0	Физическое	20	1200
11-7	C	B	9.31	-2.18	11.5	Физическое	1.1.1.1.	
C-25	D	B	9.44	-2.22	11.7	Физическое		
48	A	B	4.65	-3.98	8.6	Физическое	12	7200
1.1-1	B	В	7.61	-1.08	8.7	Физическое	1	
	С	В	9.98	0.54	9.4	Физическое	- 11 M	
51	A	B	4.82	-3.06	7.9	Физическое	20	6600
	B	В	4.78	-4.19	9.0	Физическое		
	D	B	8.93	-0.69	9.6	Физическое		
	E	B	8.95	-0.45	9.4	Физическое		
62	A	B	4.60	-2.16	6.8	Физическое	35	8400
durcha	B	F	11.36	5:86	5.5	Физическое		
is in	C	A	10.16	3.16	7.0	Физическое		
94	A	B	4.93	-3.36	8.3	Физическое	81	16200
	B	В	7.07	1.28	8.4	Физическое		
	С	В	4.29	-	-	Физическое		
313	AB	В	5.37	-7.89	13.2	Физическое	42	4200
all you as	C	B	8.12	-3.22	11.4	Физичсское		
Hat	D	B	11.03	-2.17	13.2	Физическое	1.1.1.10	
316	A	В	5.91	-	-	(Физическое)	36	25200
	B	В	10.03	-1.86	11.9	Физическое		
	С	-	7.95	-	-	(Физическое)	1	
	D	B	8.39	-3.80	12.2	Физическое	1000	
9 16 M	E	В	9.80	-1.89	11.7	Физическое	1000	
the get in the	F	В	5.84	-5.86	11.7	Физическое	1	
348	A	B	4.66	111	- h -	(Физическое)	27	18900
The second	B	A	9.41	2.73	6.7	Физическое		
2	C	F	11.26	4.43	6.8	Физическое		
356	A	B	4.06	5	1000	(Физическое)	21	8400
	B	F	10.62	5.67	4.9	Физическое		

АБСОЛЮТНЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ И МОЛУЛИ РАССТОЯНИЯ

КРАТНЫЕ СИСТЕМЫ ТИПА ТРАПЕЦИИ. І

_									
	1	2	3	4	5	6	7	8	
		С	F	9.69	5.12	4.6	Физическое	200	164
	359	A	B	5.31		FF V-	(Физическое)	54	16200
		B	F	12.02	3.41	8.6	Физическое		
		С	F	10.24	0.56	9.7	Физическое		
	363	A	В	4.16	-4.86	9.0	Физическое	20	42000
		С	B	6.44	-3.00	9.4	Физическое		÷ (
		D	В	6.55	-3.04	9.6	Физическое		1.00
	387	A	B	5.36	-3.61	8.9	Физичсское	49	24500
		B	B	6.19	-1.40	7.9	Физическое		
		С	F	9.98	3.17	6.8	Физическое		
	396	A	B	5.30	-2.70	8.0	Физическое	63	12600
		В	F	11.08	-3.72	7.8	Физическое		Dor Thinks
		С	F	8.86	3.25	5.6	Физическое		1 1050 10
								and a second second second second	

Таблица 2 (окончание)

системы. Тем более, что из шести звезд - четыре являются главными звездами Трапеций. В табл.2 они заключены в скобки.

После опредсления модулей расстояния для каждой индивидуальной звезды, мы вычислили средние значения модулей расстояния каждой системы и разности $\Delta DM = (DM)_{cp} - (DM)_A$, $\Delta (DM) = (DM)_{cp} - (DM)_b$ и т.д. Гистограмма, показывающая зависимость $\Delta (DM)$ от количества компонентов показана на рис.5.

Как видно из рис.5, $\Delta(DM)$ большинства компонентов Трапеций меньше, чем 0.[#]8. Только пять звезд имсют $\Delta(DM)$ в интервале 0.[#]8-1.[#]6.

После определения расстояний до Трапеций была составлена гистограмма расстояний в килопарсеках и она представлена на рис.6.

Как видно из рис.6, из 15 исследуемых нами Трапеций 10 находятся на расстоянии до одного килопарсека.

Вопрос определения расстояний из фотометрических данных весьма деликатный. Как хорошо известно, точность определения фотометрических расстояний составляет 30%. Определения фотометрических расстояний основываются на данных о спектральных классах и светимостей, а в нашем случае, поскольку с помощью *иову* фотометрии устанавливается принадлежность компонентов только лишь к спектральным группам, то, естественно, что расстояние определяется неуверенно. Исходя из вышесказанного, можно считать, что компоненты Трапеций, для которых $\Delta(DM) < 2.~0$, являются физическими. Почти аналогичное рассуждение привело Х.Абта к такому же выводу [13]. Мы для каждой компоненты вычислили средние квадратические ошибки о и отбор оптических систем проводили по критерию 3 от. Только одна компонента "D" АБАО 2 не



удовлетворяет этому условию и она является оптической, а сама система АБАО 2 остается Трапецией.

Поскольку мы вычислили средние расстояния до каждой Трапеции, то легко можно было вычислить размеры исследуемых нами Трапеций. Они заключены в интервале 4200-103400 а.е. (0.02-0.50пк). Наши результаты совпадают с выводом Х.Абта о том, что верхним предслом удаления для звезд ранних спектральных классов является 20000-80000 а.е. [13]. Размеры Трапеций приведсны в столбце 8 табл.2.

4. Выводы. Приведены результаты электрофотометрических наблюдений в фотометрической системе ию вув 51 звезды, составляющих 15 кратных звездных систем типа Трапеций. Разделение компонентов по спектральным группам с использованием критерия Стремгрена показало, что компоненты, в основном, принадлежат к ранней группе "В". Вычислены абсолютные звездные величины, индивидуальные расстояния компонентов, а также средние расстояния Трапеций. Большинство Трапеций находятся на расстоянии до одного кпк. Показано, что все исследуемые Трапеции являются физическими. Размеры Трапеций лежат в интервале 4200-103400 а.с.

Абастуманская астрофизическая обсерватория, Грузия

PHYSICAL PARAMETERS OF EARLIER SPECTRAL CLASSES TRAPEZIUM TYPE MULTIPLE SYSTEMS AS DERIVED FROM *uvby*β PHOTOMETRY I.

G.N.SALUKVADZE, G.Sh.JAVAKHISHVILI

The results of photoelectric observations of 51 components of 15 Trapezium-type multiple systems in Strömgren and Crowford six-color photometric systems are presented. The Trapezia were selected from the Abastumani Catalogue. The observations were carried out with the automatic and computer controlled 125-cm Ritchy-Cretien telescope (F=1590 cm). The results are listed in Table.1. In conformity with the Strömgren criteria the components were ascribed to "B" and "AF" spectral classes. The absolute magnitudes and distance modulus of the components were determined. Determination of the membership of the components has been established (Table 2).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.А.Амбариумян, Сообщ. Бюраканской обс., 15, 3, 1954.
- 2. Г.Н.Салуквадзе, Бюлл. Абастуманской обс., 49, 39, 1978.
- 3. Г.Н.Салуквадзе, Астрофизика, 14, 57, 1978.
- 4. S.Sharpless, Vistas in Astronomy, 8, 127, 1966.
- 5. S.Sharpless, Astrophys. J., 119, 334, 1954.
- 6. Г.Н. Салуквадзе, Астрофизика, 15, 311, 1979.
- 7. П.П.Паренаго, Астрон. ж., 30, 249, 1953.
- 8. П.П.Паренаго, Труды ГАИШ, 25, 3, 1954.
- 9. Г.Н.Салуквадзе, Астрофизика, 22, 97, 1985.
- 10. Г.Н. Салуквадзе, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., 62, 57, 1987.
- 11. I. Warman, I: Echevarria, Rev. Mex. Astron. Astroph., 3, 133, 1977.
- 12. I.Echevaria, M.Roth, I.Warman, Rev.Mex.Astron.Astroph., 4, 287, 1979.
- 13. H.A.Abt, Astrophys. J., 304, 688, 1986.
- 14. M.Burnichon, R.Garner, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 24, 89, 1976.
- 15. E.Oblak, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 34, 453, 1978.
- 16. E.Oblak, M.Chareton, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 41, 1980, 255.

Г.Н.САЛУКВАДЗЕ, Г.Ш.ДЖАВАХИШВИЛИ

- 17. D.McNamara, W.Langfild, Publ. Astron. Soc. Pac. 82, 489, 1970.
- 18. E. Oblak, Proc. IAU Collog. 97, 31, 1987.

572

- 19. Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., 66, 45, 1988.
- 20. G.N.Salukvadze, G.Sh.Javakhishvili, Astron. Nachr. 316, 275, 1995.
- 21. Г.Н. Салуквадзе. Л.И. Снежко, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., 53, 191, 1978.
- 22. И.Ф.Алания, О.П.Абуладзе, Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., 61, 15, 1986.
- 23. B.Hauk, M.Mermilliod, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 40, 1, 1980.
- 24. R.G.Ailken, New General Catalogue of Double Stars. Washington, Carnegie Inst., 1932.
- 25. W.M.Blanco, S.Demars, G.G.Douglass, Fitzgerald, Publ. United States Naval Obs. 21, 1, 1968.
- 26. B.Stromgren, Proc. AAS-NASA Symp., 461, 1967.
- 27. A.G.D.Philip, D.Egret, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 40, 199, 1980.
- 28. B.Strömgren, Ann.Rcv. Astron. Astrophys. 4, 433, 1966.
- 29. E.Oblak, S.Considere, M.Chareton, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 24, 69, 1976.
- 30. R.R.Shobrook, Mon. Not. Roy. Astron. Soc, 211, 659, 1984.
- 31. P.E.Nissen, Astron. Astrophys. 199, 146, 1988.
- 32. D.L.Crawford, Astron. J., 80, 955, 1975.
- 33. D.L.Crawford, Astron. J., 83, 48, 1978.
- 34. D.L. Crawford, Astron. J., 84, 1858, 1979.

the all all all the second of the second

35. L.A.Balona, R.R.Shobbrock - Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 211, 375, 1987.

All a the new largest in a second a second

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.312.7-323.7

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В-ЗВЕЗД В НАПРАВЛЕНИЯХ НЕКОТОРЫХ ЮЖНЫХ ЦЕФЕИД

Р.Х.ОГАНЕСЯН

Поступила 3 яньаря 1997 Принята к печати 21 июля 1997

На основании U, B, V данных изучено распределение B-звезд в окрестностях 9 южных долгопериодических цефеил (P > 11 дней). Определены параметры Q. нормальные показатели пветов (B - V), и (U - B), избытки цветов E(B - V), спектральные классы и модули расстояний этих звезд.

1. Введение. С целью обнаружения ОВ-ассоциаций вблизи южных долгопериодических цефсид (*P*>11 дней) ван ден Берг и другие [1-3] исследовали области вокруг 14 цефеид по материалам *U*, *B*, *V*-фотометрии и пришли к выводу, что большинство долгопериодических цефеид расположены за пределами ядер богатых ассоциаций.

Еще в 50-х годах Амбарцумян [4], исходя из распределения долгопериодических цефеид и ОВ-ассоциаций в Галактике, отмечал, что оба эти объекта принадлежат плоской составляющей Галактики, но распределение цефеид совершенно безразлично по отношению к О-ассоциациям. По его мнению, цефеиды следует считать некоторыми стадиями развития объектов, возникающих в О-ассоциациях, и свойства цефеид приобретаются на сравнительно позднем этапе развития.

Обнаружение цефсид в расссянных скоплениях позволило Сандиджу [5] предположить, что цефеиды являются стадией развития массивных звезд на эволюционном пути от В-звезд к красным сверхгигантам. Исходя из этой гипотезы, Копылов [6,7] отметил, что цефеиды и В-звезды, возможно, находятся в генетическом родстве, поэтому цефеиды должны иметь массы от 3 до $11M_{\odot}$, а их предки были звездами типа B1-B6 на главной последовательности. Подробности о периодах и показателях цвета, а также эволюции цефеид, можно найти в книге Ефремова [8].

Если принять эту точку зрения, то в окрестностях цефеид следует искать не О-В2 звезды, а группировки звезд, состоящих из сравнительно поздних типов В-звезд (В3-В9), возможно, даже звезд типов А и F.

С целью обнаружения этих группировок, на основании U, B, V-данных ван ден Берга и других [1,2], нами определены спектральные классы и классы светимостей В-звезд, наблюдавшихся в областях долгопериодических цефеид-WZ Car, YZ Car, KK Cen, OO Cen [1], CT Car, UU Mus, VZ Pup, SV Vel, EZ Vel [2]. Для этого мы использовали значения наблюдаемых показателей цвета U-B и B-V и независимый от межзвездного поглошения параметр:

$$O = (U - B) - E(U - B)(B - V) / E(B - V).$$
(1)

Согласно работам Джонсона и др. [9], а также Яшека и др. [10], для звезд спектральных классов O-B-A2 отношение избытков цвета E(U-B) / E(B-V) постоянно и в среднем равно 0.72 ± 0.03 для всего неба, а параметр Q и нормальные истинные показатели цвета (U-B)₀ и (B-V)₀ для этих же типов звезд хорошо коррелируются со спектральными классами. Поэтому, при определении параметров звезд, находящихся в областях вышеуказанных цефеид, была использована формула Q = (U-B) - 0.72(B-V).

Для спектральной классификации и определения избытков цвета E(B-V) исследуемых звезд мы использовали значения нормальных показателей цвета $(U-B)_0$ и $(B-V)_0$, а также Q - параметры для звезд спектральных подклассов от O8 до A1 всех классов светимостей, взятые из работы Страйжиса [11]. Они приведены в табл.1.

Затем, по данным (*B-V*)₀ и величине *Q* из табл.1 была получена линейная зависимость между этими параметрами для O-B-A1 звезд в виде:

Таблица 1

НОРМАЛЬНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА (*B-V*)₀ И ПАРАМЕТРЫ *Q* ДЛЯ ЗВЕЗД РАЗНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ И СВЕТИМОСТЕЙ

	V IV			V			I		II			1 [_		
S	(B-V),	(<i>U-B</i>) _e	Q	(B-V).	(U-B),	Q	(B-V),	(U-B) ₆	Q	(B-V) _e	(<i>U-B</i>) _e	Q	(B-V)	(U-B),	Q
08	-0.31	-1.14	-0.92	-0.31	-1.14	-0.92	-0.31	-1.13	-0.91	-0.31	-1.13	-0.91	-0.31	-1.13	-0.91
09	-0.31	-1.13	-0.91	-0.31	-1.13	-0.91	-0.31	-1.12	-0.90	-0.29	-1.12	-0.91	-0.27	-1.12	-0.93
BO	-0.30	-1.08	-0.86	-0.30	-1.08	-0.86	-0.30	-1.09	-0.87	-0.28	-1.09	-0.89	-0.23	-1.09	-0.92
B 1	-0.27	-0.95	-0.76	-0.27	0.96	-0.77	-0.27	-0.97	-0.78	-0.26	-0.98	-0.79	-0.19	-0.99	-0.85
B2	-0.25	-0.85	-0.67	-0.24	-0.86	-0.69	-0.24	-0.88	-0.71	-0.23	-0.92	-0.75	-0.16	-0.94	-0.82
B3	-0.21	-0.71	-0.56	-0.20	-0.73	-0.59	-0.20	-0.75	-0.61	-0.20	-0.84	-0.70	-0.11	-0.85	-0.76
B4	-0.19	-0.64	-0.50	-0.185	-0.65	-0.52	-0.18	-0.67	-0.54	-0.18	-0.77	-0.67	-0.11	-0.81	-0.73
BS	-0.17	-0.57	-0.45	-0.17	-0.58	-0.46	-0.16	-0.59	-0.47	-0.16	-0.70	-0.58	-0.09	-0.77	-0.70
B6	-0.15	-0.50	-0.39	-0.15	-0.51	-0.40	-0.14	-0.52	-0.42	-0.14	-0.63	-0.53	-0.07	-0.71	-0.66
B7	-0.13	-0.43	-0.34	-0.13	-0.44	-0.35	-0.12	-0.44	-0.35	-0.12	-0.47	-0.56	-0.05	-0.65	-0.61
B8	-0.10	-0.33	-0.26	-0.10	-0.34	-0.27	-0.10	-0.34	-0.27	-0.10	-0.45	-0.38	-0.03	-0.58	-0.56
B9	-0.07	-0.19	-0.14	-0.07	-0.20	-0.15	-0.07	-0.21	-0.16	-0.07	-0.30	-0.25	-0.01	-0.52	-0.51
AO	-0.02	-0.02	-0.01	-0.02	-0.04	-0.03	-0.02	-0.06	-0.05	-0.02	-0.15	-0.14	-0.01	-0.33	-0.34
Al	0.02	0.03	0.02	0.02	0.03	0.02	0.02	0.03	0.02	0.02	-0.08	-0.09	-0.03	-0.25	-0.27

нсйная зависимость между этими параметрами для О-В-А1 звезя в виле: $(B-V)_0 = a + bQ.$ (2)

Численные значения коэффициентов а и в были определены методом наименьших квадратов для звезд каждого класса светимостей. Они приведены в табл.2. Параметр Q для каждой исследуемой звезды был определен с использованием наблюдавшихся значений (U-B) и (B-V) из

Таблица2

ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ а и b В ФОРМУЛЕ (2) ДЛЯ РАЗНЫХ КЛАССОВ СВЕТИМОСТЕЙ

1	V IV			I	II	li	SPACES.	Cerral.	I The last
a	b	a	Ь	<i>a</i> .	b	a	b	a	b
-0.021	0.327	-0.016	0.326	0.010	0.332	0.030	0.349	0.350	0.640
C . 11 01		,	D 10 (n anti	1 actor			(0)	

работ [1,2]. Значение (В-И), было вычислено по формуле (2). Имея наблюдаемый (В-V) и нормальный (В-V), показатели цвета, мы определили избытки цвета $E(B-V) = (B-V) - (B-V)_0$ для исследуемых звезд, а затем значения $(U-B)_{0}$ были вычислены по формуле: $(U-B)_{0} =$ = (U - B) - 0.72 E(B - V).

После этого, сравнивая вычисленные значения (B-V), (U-B), и Q с теми значениями, которые приведены в табл.1, были определены спектральные классы и классы светимостей наблюдаемых звезд.

По данным [11] для звезд спектральных классов О-В5 параметр Q < -0.44 однозначно определяет спектральный класс звсзды. Следовательно, для тех звезд в областях вышеупомянутых цефеид, для которых Q < -0.44, можно принять соотношение (2).

Определенные с помощью соотношения Q = (U - B) - 0.72(B - V) значения параметра Q по наблюдаемым значениям (B-V) и (U-B) в окрестностях этих цефсид показали, что для нахождения группировок В-звезд в области КК Сеп звезд с Q < -0.44 оказалось слишком мало. Кроме того, из наблюдательных значений величин (B-V) и (U-B), приведенных в табл.7,8 и 10 работы ван ден Берга и др.[1], а также в табл. 8-12 работы тех же авторов [2], видно, что некоторые звезды относятся к более ранним спектральным классам, чем А2. Поэтому для определения (B-V), и E(B-V) таких звезд также использовалось соотношение (2). При этом, для звезд V-III классов светимостей можно использовать соотношение (B - V) =-0.021+0.327 Q, так как для этих светимостей численные значения (В-V), для каждого спектрального подкласса (табл.1) мало отличаются друг от друга.

В итоге, с помощью соотношений (1) и (2) были вичислены парамет-

 $(B - V)_0$ и $(U - B)_0$ для 303 звезд, из них - для 86 звезд в области вокруг WZ Car, для 40 - в окрестности YZ Car, для 39 звезд - вокруг ОО Cen, для 21 звезды - вокруг CT Car, для 22 звезд - вокруг UU Mus, для 29 звезд - вокруг VZ Pup, для 31 звезды - вокруг SV Vel и для 35 звезд - вокруг EZ Vel.

Допуская, что в направлении этих областей межзвездное поглощение нормальное $A_v = 3.3 E(B-V)$, согласно Аллену [12]. и имея избытки цвета E(B - V), можно определить свободные от межзвездного поглощения звездные величины V_0 для упомянутых 303 звезд.

Для оценки спектральных классов этих звезд были использованы параметры Q и нормальные показатели цвета $(B - V)_0$ и $(U - B)_0$.

Используя эти оценки спектральных классов и звездные величины V_0 (в V_0 лучах), на основании средних абсолютных величин звезд каждого спектрального подкласса по Готтлибу [13], можно определить для них истинный модуль расстояния $V_0 - M_y$.

Таким образом, были определены параметры Q. избытки цвета E(B-V), оценены спектральные классы и модули расстояний $V_0 - M$, B-звезд в областях WZ Car, YZ Car, UU Mus, OO Cen, CT Car, VZ Pup, SV Vel и EZ Vcl.

На рис. 1-6 графически приведены зависимости E(B-V) от модуля расстояния V_0-M_{\star} только для тех группировок *В*-звезд, где по модулю расстояния находятся соответствующие цефеиды.

Из рис. 1 и 2 видно, что звезды No 1, 27 и 34 из области WZ Car. а также звезда 259 из YZ Car (нумерации взяты из соответствующих



Рис.1. Зависимость избытков цвета E(B-V)от модуля расстояния (V_q - M_{\star}) В-звезд в направлении WZ Car.



Рис.2. То же для ҮД Саг



областей - [1]) имеют слишком большие поглощения (A, для них равны 6.1, 5.8, 5.5 и 5.8, соответственно). Значения этих поглощений были

сопоставлены с поглощениями таких звезд (имеющих те же расстояния от нас) в их окрестности, для которых величины A, гораздо больше, чем поглощение других звезд соответствующих областей, и для них они равны



3.5, 3.6, 3.6 и 3.2, соответственно.

Даже при таком сравнении разности их поглощений ΔA_v , большис их значения равны 2.6, 2.2, 1.9 и 2.6, соответственно. Это говорит о том, что, возможно, эти звезды имеют пылевые оболочки.

Численные значения модулей расстояний для отдельных звезд не приводятся. Несмотря на это, по средней величине модулей расстояний отдельных группировок В-звезд (табл. 3) видно, что в областях WZ Car, YZ Car, EZ Vel и, возможно, SV Vel имеются по две группировки В-звезд, а в ОО Cen, CT Car, UU Mus и VZ Pup - по одной группировки В-звезд. Ближайшую к нам группировку (там, где имеются две) назовем I группой, а более удаленную - II группой.

В табл.3 приведены количества В-звезд, содержащихся в каждой группировке соответствующих областей, а также средние модули расстояния и среднеквадратичные отклонения для каждой группы В-звезд.

Таблца З

Звезда	I группа II группа		$V_0 - M_v$	$V_0 - M_v$	$V_0 - M_v$
5 Haza)	В-звсзд	В-звезд	для I гр.	для II гр.	цефеид
WZ Car	59	17	13 ^m .05±0 ^m .65	14ª.80±0ª.37	13=.39
Yz Car	22	13	12.60±0.45	14 .43±0 .73	12.64
OO Cen	33	night -	13.10±0.61	1000	13.01
CT Car	15		12 .58±0 .39	- 12	15.24
UU Mus	16		13 .07±0 .38	- 1-	12.75
VZ Pup	18		12 .24±0 .53	- 1	13.69
SV Vel	7	22	12 .05±0 .49	13 .65±0 .52	11.99
EZ Vel	11	16	12 .46±0 .19	13 .68±0 .43	15.10

ГРУППИРОВКИ В-ЗВЕЗД В НАПРАВЛЕНИИ ЦЕФЕИД

В [8] (табл.3, с.42) представлена сводка определения (1977-1987) параметров зависимости период-светимость (разных авторов) по цефеидам в скоплениях. К этому списку можно добавить результаты Варданяна и Погосян [14] ($\langle M_v \rangle = -1.10 - 3.07 \lg P$), определенные недавно по данным о цефеидах нашей Галактики и трех внешних галактик (БМО, МЗ1 и NGC 300):

При вычислении величины $\langle M_v \rangle$ для рассматриваемых цефеид мы использовали усредненные значения зависимости период-светимость по данным Ефремова [8] и Варданяна и Погосян [14]:

$$(M_{\rm v}) = -(1.24 \pm 0.21) - (2.92 \pm 0.13) \text{Ig } P$$
. (3)

Для определения избытков цвета E (B - V), величины истинных

показателей цвета для цефеид вычислены по соотношению из работы [15]:

$$\left(\left\langle B\right\rangle - \left\langle V\right\rangle\right)_0 = 0.27 + 0.46 \lg P. \tag{4}$$

При вычислении величины $\langle M_v \rangle$ и $(\langle B \rangle - \langle V \rangle)_0$ для рассматриваемых цефеид значения их периодов были взяты из работ Дина и др. [15].

 $U_{MCS} \langle M_v \rangle$ и $(\langle B \rangle - \langle V \rangle)_0$ для этих цефеид были определены их модули расстояния, для чего использовались фотометрические данные $\langle V \rangle$ и $\langle B-V \rangle$ из работы Мадора [16].

Результаты вычислений $\langle V_0 \rangle - \langle M_v \rangle$ приведены в табл. 3.

Из табл.3 и рис.1-6 видно, что модуль расстояния цефеиды WZ Саг (13^m.39) по своему значению близок к среднему модулю расстояния (13^m.05±0^m.65) и находится в пределах первой группировки В-звезд, YZ Саг (модуль расстояния 12.64) также находится в пределах I группировки В-звезд со средним модулем расстояния 12^m.60±0^m.45; ОО Сеп находится в пределах сгущения В-звезд и ее модуль расстояния (13^m.01) очень близок к модулю расстояния сгущения $V_0 - M_v = 13.10 \pm 0.61$.

В области UU Mus имеется группировка В-звезд со средним модулем расстояния 13^m.07±0^m.38, в пределах которого находится эта цефеида, се модуль расстояния равен 12^m.75. Модуль расстояния SV Vel совпадает с группой, состоящей из 7-и В-звезд со средним модулем расстояния 12^m.05±0^m.49, а цефеиды CT Car, VZ Pup и EZ Vel не принадлежат соответствующим группировкам В-звезд. На основании вышесказанного можно сделать следующие выводы:

- 1. Найдены по двс группировки В-звезд в направлениях цефсид WZ Car, YZ Car, EZ Vei и, возможно, в направлении SV Vei.
- 2. В направлениях же ОО Сеп, СТ Саг, UU Mus и VZ Рир имеется по одной группировки В-звезд.
- 3. По модулю расстояния цефеиды WZ Car, YZ Car, OO Cen, UU Mus и SV Vcl находятся в пределах модуля расстояний соответствующих группировок В-звезд.
- 4. Группировки В-звезд в направлениях цефеид СТ Саг, VZ Рир и EZ Vel находятся гораздо ближе к нам, чем соответствующие цефсиды.
- 5. Предполагается, что звезды N 1, 27 и 34 из области WZ Саг и No 259 из YZ Саг имеют околозвездные пылевые оболочки.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

Р.Х.ОГАНЕСЯН

THE DISTRIBUTION OF B-STARS IN THE DIRECTIONS OF SOME SOUTHERN CEPHEIDS

R.Kh.HOVHANNESIAN

Using the photometric U, B, V data by method of the spectral clasification with the photometric parameters Q = U - B - 072(B - V) and the intrinsic colour indices B - V and U - B the distribution of B-stars is studied near 9 southern long-period Cepheids (P > 11 days). The parameters Q, the normal colours $(B - V)_0$ and $(U - B)_0$, the colour excesses E(B - V) and the distance moduli $(V_0 - M_y)$ of these stars are determined.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S. van den Berg, E.B.F. Brosterhus, G.Alcaino, Astrophys.J.Suppl.Scr., 50, 529, 1982.
- S. van den Berg, P.F. Younger, E.B.F. Brosterhus, G.Alcaino Astrophys. J. Suppl. Ser., 53, 765, 1983.
- 3. S. van den Berg, P.F. Younger, D.G. Turner, Astrophys. J. Suppl. Ser., 57, 743, 1985.
- 4. В.А.Амбариумян, Научные труды, т.2, 60, изд. Ан Арм. ССР, Ереван, 1960 (Доклад на VIII съезде МАС, Рим, 1952, Изд. АН СССР, М. 1952)
- 5. A.R.Sandage, Astrophys., J, 127, 513, 1958.
- 6. И.М.Копылов, Вопросы космогонии, 7, 258, 1960.
- 7. И.М.Копылов, Изв. Крым. астрофиз. обсерв, 33, 286, 1964.
- 8. Ю.Н.Ефремов, Очаги звездообразования в галактиках. Наука, М., Глав. ред. физ-мат. лит., 1989.
- 9. H.L.Johnson, W.W.Morgan, Astrophys. J., 117, 313, 1953.
- 10. C.Jaschek, A.Valbousquet, F.Ochsenbein, Astron.Astrophys., 312, 815, 1996.
- 11. В. Страйжис, Многоцистная фотометрия звезд, Мокслас, Вильнюс. 1977, с. 107.
- 12. К.У.Аллен, Астрофизичсские величины. Мир. М., 1977.
- 13. D.M. Gottleib, Astrophys. J. Suppl. Ser., 38, 287, 1978.
- 14. Р.А.Варданян, А.В.Погосян, Астрофизика, 36, 417, 1993.
- 15. J.F.Dean, P.F.Warren, A.W.Cousins, Mon. Notic Roy. Astron. Soc., 183, 569, 1987.
- 16. B.F.Madore, Astrophys. J. Suppl. Ser., 29, 219, 1975.

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.3

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТРОВ FBS. II

А.М.МИКАЕЛЯН¹, К.С.ГИГОЯН¹, Д.РУССЕЙ² Поступила 2 июня 1997 Принята к печати 5 августа 1997

Вторая часть оптически отождествленных точечных источников из каталога IRAS PSC солержит 104 объекта. Отождествления проводплись на основе Оцифрованного Обзора неба (DSS), Первого Бюраканского Обзора (FBS). голубых и красных карт Паломарского Обзора (POSS) и инфракрасных потоков на длинах волны 12, 25, 60 и 100 мкм в области + 61° $\leq \delta \leq +65°$ и 05^k30^m $\leq \alpha \leq 11^{h}15^{m}$ с площалью 157 кв. гр. 10 источников из 114 в этой области не удалось отождествить из-за отсутствия соответствующих оптических двойников с авпными коорлинатами. Для отождествленных объектов определены оптические коорлинаты их отклонения от ИК-координат. звезлные величины V, показатели цвета С1 и предварительные классы. Объекты имеют оптические звездные величины в пределах 8^m-21^a. Из 104 объектов 46 оказались звездами спектральных классов К и М, 1-планетарной туманностью. З-калливлатия в QSO, 54-галактиками. В данной работе приводится список 38 незвездных объектов. Среди отождествленных галактик встречаются кандинаты в сейферты. взанмодействующие пары, галактики со спутниками и сверхассоциациями и др. Приводятся карты отождествленных токудествленных из всерхасоциациями и др. Приводятся карты отождествленных вотречаются кандинаты в сейферты.

1. Ваедение. В 1995г. начата работа по оптическому отождествлению точечных источников IRAS PSC [1] с помощью низкодисперсионных спектров FBS [2] и голубых и красных изображений POSS на высоких галактических широтах [3]. Первый, список, содержащий 100 объектов, опубликован в [4]. Учитывая, что подобные работы проводятся на основе прямых оптических изображений, соответствующих ИК-источникам участков неба, в основном ориентируясь с помощью ИК потоков на 12, 25, 60 и 100мкм, данная работа имеет определенные преимущества, так как низкодисперсионный спектр позволяет опознать вероятных оптических двойников ИК- источников с большей уверенностью. Отметим, что объекты, соответствующие точечным ИК-источникам - звезды поздних спектральных классов, планетарные туманности, квазары, компактные галактики и др., в течение 10 лет были предметом поиска и исследования авторов на низкодисперсионных пластинках [5,6].

В работе [4] подробно описаны идеологические и методические основы данной программы, рассчитанной на отождествление и исследование всех источников IRAS PSC в области $+61^{\circ} \le \delta \le +65^{\circ}$ на высоких галактических широтах ($|b| \ge 15^{\circ}$), где проводился обзор FBS. В ней приводятся обоснование целесообразности использования FBS для такой работы, принципы отождествления и определения оптических характеристик объектов.

2. Наблюдательный материал. Работа проводилась в области $+61^{\circ} \le \delta \le +65^{\circ}$ и $0.5^{h}30^{m} \le \alpha \le 11^{h}15^{m}$ с площадью 157 кв. гр. Для проведения данной работы использовались ИК-потоки из IRAS PSC на волнах 12, 25, 60 и 100мкм для источников соответствующей области, голубые и красные изображения POSS, изображения DSS[7] и низкодисперсионные пластинки FBS полосы $+61^{\circ} \le \delta \le +65^{\circ}$. Данная область охватывает 10 полей FBS размером $4^{\circ} \times 4^{\circ}$, где в 1967-75 гг. Маркаряном, Липовецким и Степаняном отснято 13 пластинок Kodak IIF, IIAF и IIaF. Галактическая широта для данной области лежит в пределах $+15^{\circ} - +53^{\circ}$.

Нами определены предельные звездные величины V и точные координаты центров этих пластинок [8], что позволило легко отождествить соответствующие области. Несмотря на то, что в даныой области FBS имеет предел значительно выше среднего $(17^m) - 17.9^m$, части ИК-источников (вероятно галактики) на пластинках FBS нет. Для многих звезд сравнение звездных всличин на FBS и POSS дает возможность оценить их переменность, цвет и спектральный класс. Низкодисперсионные спектры FBS также дают возможность выделить некоторые эмиссионные и абсорбционные линии.

В данной области в каталоге IRAS PSC имеется 320 источников, из которых 203 отождествлены с объектами известных каталогов на основе сходства ИК и оптических координат [9], 3 отождествлены с галактиками Цвикки, а 114 источников (в основном слабых) оставались неотождествленными. Из них нам удалось отождествить 104.

3. Список объектов. В табл.1 приведен список 58 оптически отождествленных незвездных объектов на вышеуказанном основании. В ее последовательных столбцах приводятся: 1 - порядковый номер отождествленного источника; 2 - обозначение источника IRAS, 3 и 4 - оптические координаты для эпохи 1950.0 (для удобства сравнения с координатами IRAS) с точностью $0.5^{s}(\alpha)$ и $1^{"}(\delta)$, определенные с DSS; 5,6 - отклонения оптических координат от координат IRAS PSC ($\Delta \alpha = \alpha_{OIT} - \alpha_{IK}$ и $\Delta \delta = \delta_{OIT} - \delta_{IK}$); 7 - видимая звездная величина V с точностью около 0^{m} .5, определенная с POSS на основании калибровки "диаметр изображения - звездная величина" [10]; 8 - показатели цвета *CI* с точностью около 0^{m} .5, определенные тем же способом; 9 - тип объектов, определенный с низкодисперсионных спектров в FBS и прямых изображений DSS, где PN - планетарная туманность, QSO - кандидаты в квазары, S, S0, E, IIT - галактики соответствующих типов и GAL - галактики без определения типа.

отождествления точечных источников.

583

Таблица 1

СПИСОК ОТОЖДЕСТВЛЕННЫХ 58 IRAS ИСТОЧНИКОВ

N₂	IRAS	Оптичс коорди	скис наты	Откло коорд	нения инат	m	CI	Тип
12	and a state	α ₁₊₅₀	δ 1950	20	36		1040150	D. LAL
1	2	3	4	5	6	7	8	9
101a	05307+6429	30=451.9	29'47"	-14.7	6"	18*.1	+1*.2	In:
101b		30 48.1	29 46	1.1	5	18.1	+1.2	S:
102	05356+6348	35 43.8	48 53	3.9	-1	19.6	. +1.2	S:
103	05379+6341	37 57.1	41 16	1.0	-3	20.1	+1.2	S:
104a	05381+6442	38 12.4	42 05	2.9	-10	19.6	+1.2	Gal:
104b		38 12.6	42 15	3.1	0	20.1	+1.2	S:
105	05400+6342	40 01.5	42 16	-1.2	1	14.8	+0.7	QSO:
106	05401+6435	40 07.4	35 51	-0.1	0	15.2	+0.5	QSO:
107	05402+6235	40 14.1	35 31	1.9	-4	19.5	+0.9	Sa:
108	05405+6434	40 28.0	34 29	-4.2	-7	18.5	+0.9	Sa:
109	05459+6142	45 52.4	43 04	-1.8	6	15.8	+0.6	S:
110	05459+6406	45 58.4	07 08	2.1	26	14.1	+2.1	Sa:
111	05537+6348	53 45.0	48 34	0.0	-1	20.7	+0.3	S:
112	05577+6141	57 45.5	41 36	-1.0	-13	16.1	+0.7	QSO:
113	06016+6146	01 29.7	46 08	-8.1	3	17.3	-0.3	Sbc
114	06038+6239	03 51.3	39 23	1.9	5	14.4	+0.9	Sa:
115a	06058+6241	05 49.6	41 02	-3.0	-24	20.5	+0.9	Sa:
115b		05 54.3	41 13	1.7	-13	20.2	+0.3	Sa:
116	06109+6331	10 52.8	31 35	-2.3	-6	20.8	+0.6	S:
117	06148+6308	14 56.5	08 44	3.0	20	20.3	+0.6	Gal:
118	06233+6247	23 17.1	47 44	-1.8	0	17.3	+0.6	S:
119	06299+6227	29 59.3	27 52	0.0	17	21:	>+0.6	S:
120	06356+6134	35 42.5	33 59	2.6	-2	19.5	+0.9	Gal:
121	06425+6242	42 38.2	42 12	5.2	-18	20.8	+0.6	S:
122	06442+6213	44 14.1	13 20	-1.7	5	20.8	+0.6	Gal:
123	06502+6200	50 14.8	00 06	2.1	-27	20.1	+1.2	Gal:
124a	06514+6159	51 32.7	59 10	3.1	-6	20.8	+0.6	Gal:
124b		51 38.8	58 55	9.2	-21	17.8	+0.6	Gal:
125a	06521+6200	52 03.7	00 57	-3.0	19	19.7	+0.3	Gal:
125b	1000	52 05.6	00 14	-1.1	-24	19.8	+0.6	Gal:
126	06529+6115	52 58.5	16 18	0.7	20	17.2	+0.3	Sa:
127a	06534+6208	53 26.9	08 47	0.7	26	20.8	+0.6	Gal:
127ь		53 27.7	08 58	1.5	37	20.0	+0.9	Gal:
128a	07037+6213	03 40.2	13 46	-5.3	5	17.7	-0.6	Sa:
1286		03 40.4	14 01	-5.1	21	18.9	+1.9	E:
129	07068+6355	06 49.7	55 12	0.1	1	16.0	0.0	Gal:

А.М.МИКАЕЛЯН И ДР.

Таблица I (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
130	07072+6308	07#09.5	08'50"	-84.1	12"	20=.2	+0*.3	Gal:
131	07131+6135	13 06.3	· 35 13	0.0	-3	16.3	+0.6	Sa:
132	07228+6352	22 51.8	52 46	0.6	-1	15.7	+0.3	Gal:
133	07246+6125	24 39.3	25 06	2.6	2	19.2	+0.3	Gal:
134	07270+6433	27 00.6	33 45	-4.6	11	20.8	+0.6	S:
135a	07314+6207	31 25.6	07 57	-2.8	12 -	20.0	+0.9	Gal:
135b	1.1.1.1.1	31 27.2	08 03	-1.2	18	20.8	+0.6	Gal:
135c		31 27.4	07 48	-1.0	3	18.0	0.0	S:
136	08040+6108	03 58.9	07 51	-3.9	-11	21:	>+0.6	Gal:
137	08046+6104	04 34.4	04 29	-4.7	-13	20.8	+0.6	Gal:
138	08061+6133	06 02.8	33 48	-6.7	16	16.6	+1.3	Sa:
139	08061+6121	06 12.8	20 54	1.0	-28	19.8	+0.6	Gal:
140	08095+6445	09 35.4	45 48	4.6	-8	14.1	+1.3	Sb:
141	08150+6135	15 04.5	35 48	0.8	-6	20.0	+0.9	Sh:
142	08164+6306	16 33.0	06 49	4.0	-7	18.5	+0.9	Sa:
143	08197+6124	19 45.9	24 24	3.3	-19	14.0	0.0	Sa:
144	08266+6230	26 38.4	30 13	0.2	2	14.3	+0.6	Sa:
145	08303+6118	30 18.5	18 43	0.0	0	16.2	+0.3	Sa:
146	08309+6433	30 04.4	33 12	9.1	-13	15.6	+1.3	Sa:
147	08350+6204	35 05.7	04 51	4.6	18	18.8	+2.5	Gal:
148a	08352+6304	35 11.0	04 13	-6.2	-17	20.5	+0.9	Gal:
148b	a strand	35 13.7	04 22	-3.5	-8	20.8	+0.6	Gal:
149	08393+6321	39 21:5	21 28	0.0	-6	20.5	+0.9	Sc:
150	08410+6124	40 55.3	24 14	-8.3	-13	17.8	+0.6	S:
151	08516+6135	51 32.0	35 08	4.4	-46	19.3	+0.6	Sa:
152	09173+6231	17 12.9	32 02	~7.2	28	16.0	+0.9	Sa:
153	09273+6232	27 21.3	32 10	0.3	10	16.3	+0.6	S: !
154	09343+6450	34 22.1	50 53	-1.3	5	14.5	+0.9	S0:
155	09386+6240	38 40.7	40 40	-0.7	6	15.3	+0.6	S0/E0:
156	10069+6428	07 00.0	28 21	0.5	19	15.3	+0.6	E:
157	10228+6227	22 49.1	27 28	0.7	0	17.3	+0.6	Sh:
158	10298+6119	29 49.5	19. 45	-0.9	3	14.3	+0.6	Sab:
1	- M.C	A CONTRACT			-			
1.0 1.1		- The second sec		A COLORED IN COLORED				

Примечания

- 05307+6429 пара галактик типов S и Irr, расположенных на линии E-W на расстоянии 18". Справа и слова намечаются еще две слабые галактики (ценечка галактик?)
- 05381+6442 две слабые плактики, расположенные на расстоянии 10". Возможно, это взаимодействующая пара. Как оптический двойник ИК-источника более вероятна северная.
- 05400+6342 согласно ИК потокам источника, это-галактика. Звездообразный спектр и точечное изображение указывают на возможный OSO.
- 05405+6434 краснвая планетарная туманность. На POSS и DSS видны как япро. так и оболочка. На спектре FBS можно наметить линию H₂ в эмиссии. 05459+6142 - возможный Sy.
- 05459+6406 спиральная галактика, вытянутая с SE-NW. Имеет очень яркое ядро и слабые периферийные области.
- 05577+6141 кандилат в QSO. Низколисперсионный спектр имеет УФ-избыток.
- 06016+6146 спиральная галактика, вытянутая SW-NE.Размеры 30"х10". Имеет две сверхассоциации.
- 06038+6239 галактика типа Sa с очень ярким ялром и слабыми периферийными областями. Вероятно Sy.
- 06058+6241 пара слабых спиральных галактик. Обе находятся на пределе карт POSS. Расстояние между ними - 33".
- 06148+6308 сомнительное отождествление, так как расхождения координат велики, и полактика относительно слаба.
- 06233+6247 спиральная галактика, вытянутая N-S. Низкодисперсионный споктр имеет УФ-избыток.
- 06425+6242 сомнительное отождествление, так как расхождения координат велики. и галактика на пределе.
- 06514+6159 пара слабых галактик, западная едва заметна на DSS. Расстояние межлу компонентами -43". Сомнительное отожлествление, так как для яркого компонента расхождения координат велики, а вторая галактика - на пределе.
- 06521+6200 пара слабых галактик, расположенных N-S. Северная голубая, южная - красная. Расстояние между ними - 45".

06529+6115 - голубая галактика, возможно - Sy.

- 06534+6208 пара слабых галактик (на пределе), расположенных на расстоянии 13". Тем не менее, отожлествление сомнительно.
- 07037+6213 взаимодействующая пара галактик типов Sa (южная) и. возможно. Е (северная). Расстояние между ними - 16". Южная галактика - голубая. северная - красная. Если это не Е, то очень компактная спиральная галактика (Sy?).

07068+6355 - галактика со спутником (на расстояния 4").

07131+6135 - возможно, нмеет слабый слугник.

- C

А.М.МИКАЕЛЯН И ДР.

07228+6352 - возможный Sy.

- 07314+6207 три галактики, расположенные на расстоянии 10"-16" друг от друга. Южная галактика самая яркая.
- 08095+6445 галактика, вытяпутая N-S. Возможно с УФ-иабытком (по низкодисперсионному спектру).

08164+6306 - возможный Sy.

08197+6124 - галактика с ярким ядром. На инэкодисперсионном сисктре намечается эмиссионная линия. Клидидат в Sy.

08309+6433 - галактика с ярким ядром, кандидат в Sy.

- 08352+6304 на пластинке FBS на пределе. Основной кандидат в оптические двойники - западная галактика. На расстоянии 120° от нее расположена другая слабая галактика. Возможно - пара галактик. излучающая в ИК.
- 09343+6450 плактика типа Sa или S0 с ярким ялром. Учитывая низкодисперсионный спектр и ИК-потоки, можно считать кандилатом в Sy.
- 09386+6240 галактика типа S0 или E0 со слабым спутником с севера на растоянии 4".

10298+6119 - галактика Sab, вытяпутая SE-NW. Размеры -27"х8".

Анализ отклонений оптических координат от ИК показывает, что оптические двойники в 82% случаев лежат в пределах эллипсов неопределенностей IRAS. 19 объектов выходят за пределы этих эллипсов, что может быть следствием ошибок оптических координат или расхождений источников ИК и оптического излучения (в основном - в случае галактик), а также в случаях двойных оптических объектов, соответствующих ИК-источнику.

Помимо приведенных в списке объектов оптически отождествлены также 46 звезд спектральных классов К и М. Из них 2 были отобраны еще во время обзора красных звезд FBS [11], а 9 являются звездами из каталога Дирнборнской обсерватории [12]. Звездные величины V этих звезд лежат в пределах $8^m - 15^m$, а показатели цвета (B - V) - в пределах 1.0-3.0. Были определены также их приблизительные спектральные подклассы в диапазоне K8-M6. Интересно отметить, что уже во время отождествлений и сравнения звездных величин некоторых из этих объектов, определенных с пластинок FBS и карт POSS, были замечены большие расхождения, что указывает на переменность с амплитудами $4^m - 5^m$ и более.

Всего из 114 источников IRAS PSC данной области оптически отождествлены 104. Из них 46 являются звездами спектральных классов К и М, 1 - планетарная туманность, 3 - кандидаты в QSO, 45 - изолированные галактики и 9 - кратные галактики, в том числе 2 - взаимодействующие пары. Классификация объектов подтверждается также двухцветной диаграммой IRAS [12-25]/[25-60], гдс четко разделяются звезды и галактики.

отождествления точечных источников п

После табл.1 приведены комментарии для отдельных. в основном нанболее интересных объектов. Некоторые галактики имеют протяженное ИК-излучение (IRAS Small Scale Structure Catalog-SSSC) [13]. Однако предпочтительное излучение основного источника позролило включить их в IRAS PSC. В 2-х таких случаях расхождения ИК и оптических координат велики. В случае источников IRAS 06148+6308. 06425+6242 и 06514+6159 отождествления несколько сомнительны, так как расхождения координат нельзя объяснить согласно вышесказанному.

Для всех 58 объектов табл.1 приводятся карты отождествления с DSS.

4. Заключение. В области + 61° $\leq \delta \leq$ +65° и 0.5^h30^m \leq 11^h15^m с площадью 157 кв.гр. оптически отождествлено 104 нз 114 неотождествленных источников IRAS PSC. Определены их оптические координаты, звездные величины V и показатели цвета CI. Объекты классифицированы на основе их низкодисперсионных спектров и прямых изображений DSS. Для уверенного отождествления и классификации использовались также IRAS-данные на 12, 25, 60 и 100 мкм и голубые и красные изображения POSS. Всего найдено 46 звезд спектральных классов K и M, 1 планетарная туманность, 3 кандидата в QSO, 45 ИК - галактик (в основном- спиральных, из них 8 - кандидаты в сейферты) и 9 кратных галактик. Из числа последних в 2 случаях можно утверждать о взаимодействующих парах, а в одном - о взаимодействующих трех галактиках, что хорошо видно на изображениях DSS. Внегалактичские объекты составляют 55% всех отождествленных объектов.

Объекты настоящего списка являются интересным материалом для дальнейших исследований, так как изучение оптических характеристик с использованием IRAS-данных даст визможность для понимания их природы.

¹Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения ²Марсельская астрофизическая обсерватория, Франция

OPTICAL IDENTIFICATIONS OF THE IRAS POINT SOURCES ON THE BASE OF THE FBS LOW-DISPERSION SPECTRA. II

A.M.MICKAELIAN¹, K.S.GIGOYAN¹, D.RUSSEIL²

The second part of optically identified sources from the IRAS Point Source Catalog (PSC) includes 104 objects. The identifications are made on the base

А.М.МИКАЕЛЯН И ДР.

of the Digital Sky Survey (DSS), the First Byurakan Survey (FBS), blue and red images of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS) and infrared fluxes at 12, 25, 60 and $100\mu m$ wavelengths in the region $+61^{\circ} \le \delta \le +65^{\circ}$ and $05^{h}30^{m} \le \alpha \le 11^{h}15^{m}$ with a surface of 157 sq. deg. 10 sources of 114 in this region are not identified because of absence of corresponding optical counterparts with the given coordinates. Optical coordinates, their deviations from the infrared ones, V magnitudes, CI colour indices, preliminary types for the identified objects are determined. The objects have optical magnitudes in the range $8^{m} - 21^{m}$. Of 104 objects 46 turned out to be stars of K and M spectral types, 1-planetary nebula, 3-QSO candidates, and 54-galaxies. The list of 58 non-stellar objects is given in this paper. There are Seyfert candidates, interacting pairs, galaxies with satellites and superassociations etc. among the identified galaxies. Finding charts for these objects are given from the DSS.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. IRAS Point Source catalog, Version 2, On the Optical Disk, "Selected Astronomical Catalogs", Supplied by NASA, Vol.1, 1989.
- 2. B.E.Markarian, V.A.Lipovetski, J.A.Stepanian, L.K.Erastova, A.I.Shapovalova, Commun. Special Astrophysical Observ., 62, 5, 1989.
- 3. A.M.Mickaelian, Astrofizika, 38, 625, 1995.
- 4. А.М.Микаелян, Астрофизика, 40, 5, 1997.
- 5. К.С.Гигоян, Поиск и исследование слабых С и М-звезд на пластинках FBS обзора, канд. дисс., Бюракан 1994, 112с.
- 6. А.М.Микаелян, Выявление и исследование голубых звездных объектов Первого Бюраканского обзора, канд. дисс., Бюракан 1994, 284с.
- 7. T.McGlynn, N.E. White, K.Scollick, ASP Conf. Ser., 61, 34, 1994.
- 8. Г.В.Абрамян, А.М.Микаелян, Астрофизика, 37, 43, 1994.
- 9. IRAS Catalogs and Atlases. 2, The Point Source Catalog, Declination Range $90^{\circ} > \delta > 30^{\circ}$. Joint IRAS Science Working Group. NASA, Washington, DC:US GPO, 1988.
- 10. J.R.King, M.J.Raff, Publ. Astron. Soc. Pacif, '89, 120, 1977.
- 11. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, Астрофизика, 36, 431, 1933.
- 12. O.J.Lee, G.D.Gore, T.J.Bartlett, Ann. Dearborn Observ., Vol.5. Part 1C, 1947.
- 13. IRAS Catalogs and Atlases, 7. Small Scale Structure Catalog, Joint IRAS Science Working Group. NASA, Washington, DC: US GPO, 1988.



КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ IRAS ИСТОЧНИКОВ (Север сверху, восток слева, размеры 5'х5'.)


А.М.МИКАЕЛЯН И ДР.



590

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ. 11 591





592

отождествления точечных источников.



593

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ. 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.316.7

НОВЫЕ М-ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. І

Н.Д.МЕЛИКЯН, А.А.КАРАПЕТЯН Поступила 28 апреля 1997 Принята к печати 5 августа 1997

Приволятся результаты спектрального обзора звезд поздних спектральных классов М в трех областях темпых туманностей. Наблюдения проводились на метровом телесконе системы Шмидта Бюраканской обсераатории с помощью 4° предобъективной призмы. Разработан метод обнаружения М-звезд гигантов поздних спектральных классов, основанный на наличии в спектрах этих звезд полос поглощения TiO. Площадь изученных областей составляет 48 кв. градусов. Обнаружены 96 новых М-звезд поздних спектральных подклассов, 22 из которых показали переменность блеска во время наших наблюдений и являются новыми переменными звездами. Предельная звездная величина на полученных пластинках в красных лучах равна 16^{*}.0, что позволяет уверенно обнаружить все М-звезды поздних спектральных классов (начиная с M4) ярче R = 15^{*}.0.

1. Введение. В последние годы в Бюраканской астрофизической обсерватории на основе наблюдательного материала, полученного с помощью 1-м телескопа, ведутся работы по поиску новых H_g – объектов в областях темных туманностей. Исследования 5 областей дали возможность обнаружить более 200 новых H_g – объектов [1-5]. На этом же наблюдательном материале проводились поиски новых звезд спектральных классов М, большинство которых в низких галактических широтах является гигантами, и число переменных звезд среди них увеличивается с персходом к более поздним спектральным подклассам. Эти звезды можно обнаружить на очень больших расстояниях, следовательно исследование распределения этих звезд может быть весьма полезным в изучении структуры Галактики.

Поиски звезд поздних спектральных классов М и С в Бюраканской обсерватории начались еще на основе Первого Бюраканского спектрального обзора на высоких галактических широтах [6]. В этих исследованиях обнаружено большое количество новых М и С звезд, изучение которых в настоящее время продолжается.

Поиски звезд поздних спектральных классов, в основном углеродных звезд, с применением во время наблюдений предобъективной призмы, проводились многими авторами [7-10]. Такие поиски в низких галактических широтах проводились и в Абастуманской обсерватории [11] и в последние годы приняли систематический характер [12,13].

В настоящей работе приводятся результаты поиска новых М - звезд гигантов в трех областях темных туманностей. 2. Наблюдения и метод обнаружения. В работе был использован наблюдательный материал, полученный на 1-м телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Наблюдения выполнены с помощью 4^{*} объективной призмы в сочетании со светофильтрами RG1 и RG2. с использованием фотоэмульсии Kodak 103a F, IIa F и IIIa F. Фотоэмульсии IIIa F были использованы после их сенсибилизации в азотных парах. Спектральная область в вышеуказанном сочетании светофильтров и фотоэмульсий довольно узкая, 6000 - 7000 А. Почти в центре охватываемой спектральной области находится линия H_a . Дисперсия полученных спектров вблизи этой спектральной линии составляет приблизительно 1100 А/мм. Предельная звездная величина полученных пластинок R =16^{***}.0. В исследованных областях темных туманностей обнаружены почти все известные звезды позднего спектрального класса M, ярче $R = 15^{***}.0$.

Наблюдения проводились в течение 10 лет, в 1979г., 1985г. и 1989г. В каждой серии наблюдений каждая область снималась на 5-6 пластинках с разными экспозициями (от 10 минут до двух часов). Такая разница во времени наблюдений и в экспозициях позволяет не только исключить возможные наблюдательные дефекты на фотопластинках и проследить за поведением каждой звезды в течение одного месяца и десяти лет, но и уверенно обнаружить звезды поздних спектральных классов М, имеющие разные яркости. Указанные области темных туманностей снимались и без предобъективной призмы и светофильтров, для отождествления открытых новых звезд. При этом использовались фотопластинки ORWO ZU 2. Предсл на этих фотопластинках составляет ~19^m.5 в фотографических лучах.

Общая плошадь исследованных трех областей темных туманностей составляет 48 кв. градусов.

Метод обнаружения звезд поздних спектральных классов М основан на наличии в спектрах звезд известных полос поглощения TiO. Как только мы переходим к звездам с болсе низкой температурой, сильные полосы поглощения в их спектрах явно указывают на то, что основным источником непрозрачности стало молекулярное поглощение. Во многих участках спектра, между явно различными полосами, ослабление атомных линий указывает на присутствие непрерывного поглощения, простирающегося на сотни ангстрем. Уже у звезд спектрального подкласса M5 полное поглощение достаточно сильно, чтобы самые сильные линии нейтральных атомов казались очень слабыми. Величина этого эффекта и охватываемая им область в визуальной части спектра, по всей вероятности, обусловлены главным образом наложением, по меньшей мерс, четырех систем полос TiO, причем отдельные полосы этих систем не всегда полностью разделены. В этом участке спектра (6000 - 7000 Å) ос-

М - ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. 597

лабление атомных линий осуществляется главным образом двумя полосами поглощения молскулы TiO: $\lambda = 6158 \text{ A}$ и $\lambda = 6651 \text{ Å}$. Начиная со спектрального подкласса М4 интенсивности этих полос достаточно сильны, чтобы быть увсренно зарегистрированными при наших наблюдениях. Переходя к более поздним спектральным подклассам, интенсивности этих полос поглощения усиливаются все больше. При усилении интенсивности полосы поглощения $\lambda = 6651$ А спектры интересующих нас звезд укорачиваются, и, начиная со спектрального подкласса М7, часть спектра (). = 6651 - 7000 А) почти исчезает. Усиление же интенсивности полосы поглощения $\lambda = 6158$ А отделяет участок спектра $\lambda = 6000 - 6158$ А от участка спектра, охватывающего спектральную линию Н. Такая картина позволяст уверенно обнаружить звсзды поздних спектральных классов М, начиная с М4. Консчно, дисперсия наших спектральных наблюдений не позволяет с точностью указать спектральный подкласс звезды. Отмстим, что настоящая методика не позволяет обнаружить углеродные звезды, в спектрах которых характерно наличие полос поглощения соединений углерода.

3. Результаты наблюдений. Обнаружены 96 новых М-звезд поздних спектральных классов, начиная с М4. Яркость обнаруженных звезд в красных лучах находится в интервале $R = 8^m$ -15^m.1. Данныс обнаруженных звезд были сравнены с результатами уже известных поисков звезд поздних спектральных классов [7-14], с переменными и заподозренными в переменности блеска звездами [15,16], с результатами инфракрасного обзора неба [17,18] и с известными радиоисточниками [19]. Сравнение показывает, что настоящий метод результативен при открытии переменных звезд типа Миры Кита: зарегистрированы почти все звезды типа М из Каталога переменных звезд [15], находящиеся в исследованных областях. Ни одна звезда не отождествлена со звездами, открытыми Куртанидзе и Николашвили [12-13], и с известными источниками инфракраскрасного излучения. В список включены также данные одной известной переменной звезды СС Суg = IRAS 20463+5351, о результатах наблюдений которой ниже будет подробно изложено.

Наблюдательные данные открытых 96 новых М - звезд поздних спектральных классов и известной звезды СС Суд приводятся в табл. 1. В соответствующих столбцах приводятся порядковый номер звезд, их координаты (1950), звездные величины в *B*, *V*, *R* лучах и результаты идентификации с источниками инфракрасного излучения. Координаты новых звезд определены на картах Паломарского обзора неба. Точность определения координат составляет $\pm 1^{\circ}$ по α и соответственно $\pm 15^{"}$ по δ . Для измерения звездных величин открытых новых звезд в *B*, *V*, *R* лучах с помощью Паломарских карт был использован известный метод Кинга и Раффа [20], основанный на измерении диаметров звезд. Точность

598 Н.Д.МЕЛИКЯН. А.А.КАРАПЕТЯН

Ταблица Ι

СПИСОК НОВЫХ М - ЗВЕЗД

$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	-
2 46 00 .3 53 16 30 16 .4 14 .0 12 .8 3 46 23 .5 53 51 30 16 .4 14 .1 12 .8 IRAS 20463+535 4 46 52 .8 53 58 51 14 .1 12 .8 IRAS 20463+535 5 47 13 .2 54 39 14 15 .9 13 .4 12 .2 IRAS 20468+535 6 47 24 .4 55 35 43 14 .2 12 .9 12 .2 IRAS 20463+535 7 48 23 .7 53 41 33 16 .7 14 .1 12 .8 IRAS 20483+535 8 50 07 .5 52 58 38 15 .2 13 .2 12 .2 IRAS 20483+535 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 IRAS 20510+531 10 51 05 .1 53 15 02 15 .9 13 .8 12 .8 IRAS 20510+531 11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 13 .4 12 .4 IRAS 20513+525 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 IRAS 20513+525 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 <td></td>	
3 46 23 .5 53 51 30 16 .4 14 .1 12 .8 IRAS 20463+535 4 46 52 .8 53 58 51 14 .1 12 .8 IRAS 20463+535 5 47 13 .2 54 39 14 15 .9 13 .4 12 .2 IRAS 20468+535 6 47 24 .4 55 35 43 14 .2 12 .9 12 .2 7 48 23 .7 53 41 33 16 .7 14 .1 12 .8 IRAS 20483+535 8 50 07 .5 52 58 38 15 .2 13 .2 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 10 51 05 .1 53 15 <td< td=""><td></td></td<>	
4 46 52 .8 53 58 51 14 .1 12 .8 12 .2 IRAS 20468+533 5 47 13 .2 54 39 14 15 .9 13 .4 12 .2 IRAS 20468+533 6 47 24 .4 55 35 43 14 .2 12 .9 12 .2 7 48 23 .7 53 41 33 16 .7 14 .1 12 .8 IRAS 20483+535 8 50 07 .5 52 58 38 15 .2 13 .2 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 10 51 05 .1 53 15 02	1
5 47 13 .2 54 39 14 15 .9 13 .4 12 .2 6 47 24 .4 55 35 43 14 .2 12 .9 12 .2 7 48 23 .7 53 41 33 16 .7 14 .1 12 .8 IRAS 20483+535 8 50 07 .5 52 58 38 15 .2 13 .2 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 10 51 05 .1 53 15 02 15 .9 13 .8 12 .8 IRAS 20510+531 11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 <t< td=""><td>8</td></t<>	8
6 47 24 4 55 35 43 14. 2 12 .9 12 .2 7 48 23 .7 53 41 33 16 .7 14 .1 12 .8 IRAS 20483+535 8 50 07 .5 52 58 38 15 .2 13 .2 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 10 51 05 .1 53 15 02 15 .9 13 .8 12 .8 IRAS 20510+531 11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 13 .4 12 .4 IRAS 20513+525 12 51 59 .9 53 43 04	
7 48 23 .7 53 41 33 16 .7 14 .1 12 .8 IRAS 20483+533 8 50 07 .5 52 58 38 15 .2 13 .2 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 10 51 05 .1 53 15 02 15 .9 13 .8 12 .8 IRAS 20510+531 11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 13 .4 12 .4 IRAS 20513+525 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 IRAS 20513+525 13 53 27 .6 55 01 29 13 .4 11 .7 10 .8 IRAS 20533+550	
8 50 07 .5 52 58 38 15 .2 13 .2 12 .2 9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 10 51 05 .1 53 15 02 15 .9 13 .8 12 .8 IRAS 20510+531 11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 13 .4 12 .4 IRAS 20510+531 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 13 53 52 01 29 13 .4 11 .7 10 .8 IRAS 20533+550	8
9 50 49 .1 53 26 01 14 .7 13 .0 12 .2 10 51 05 .1 53 15 02 15 .9 13 .8 12 .8 IRAS 20510+531 11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 13 .4 12 .4 IRAS 20513+525 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 13 53 27 6 55 01 29 13 .4 11 .7 10 .8 IRAS 20533+550	
10 51 05 .1 53 15 02 15 .9 13 .8 12 .8 IRAS 20510+531 11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 13 .4 12 .4 IRAS 20513+525 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 IRAS 20533+525 13 53 22 6 55 01 29 13 .4 11 .7 10 .8 IRAS 20533+550	3.3
11 51 18 .8 52 51 06 15 .4 13 .4 12 .4 IRAS 20513+52: 12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 13 53 22 6 55 01 29 13 .4 11 .7 10 .8 IRAS 20533+550	4
12 51 59 .9 53 43 04 14 .2 13 .3 12 .8 13 53 22 6 55 01 29 13 .4 11 .7 10 .8 IRAS 20533+550	1
13 53 27 6 55 01 29 13 4 11 7 10 8 IRAS 20533+550	
15 1 55 42 10 55 61 21	1
14 53 48 .9 53 03 01 16 .2 13 .7 12 .4	
15 54 44 .6 54 08 26 16 .8 14 .3 13 .1	
16 54 45 .1 55 39 05 14 .1 12 .4 11 .6	-
17 54 55 .8 54 07 25 15 .4 13 .3 12 .2 IRAS 20349+340	1
18 55 02 .6 52 07 17 16 .2 14 .4 13 .5	0
19 55 14 .6 53 08 1/ 15 .7 13 .7 12 .2 IRAS 20552+530	8
20 55 45 .3 53 01 36 16 .7 14 .1 12 .8 IRAS 2055/+530	11
21 56 02 .3 54 01 44 15 .2 13 .3 12 .4 1RAS 20500+340	1
22 56 20 .6 54 55 34 13 .4 12 .4 11 .9 IRAS 20303+34	S
28 57 40 8 55 30 59 16 7 15 0 14 2 IPAS 20577+55	0
29 57 49 0 52 00 70 15 2 12 8 11 6	i
30 57 48 .0 52 00 20 15 .2 12 .0 11 .0	
37 31 01 23 6 54 32 03 16 2 13 7 12 4 IRAS 21014+54	2
33 02 09 7 53 38 28 16 7 13 8 12 4	-
34 03 51 3 53 51 11 17 2 15 2 14 2 IRAS 21038+53	1
35 03 53 8 54 56 35 13 0 12 9 11 9	•
36 05 10 0 55 16 12 15 4 13 4 12 4 IRAS 21051+55	6
37 05 43 .5 54 22 53 16 .7 15 .2 14 .5	
38 06 01 .3 53 03 00 15 .4 13 .7 12 .2	
39 06 01 .6 53 22 53 13 .8 11 .5 10 .3 IRAS 21060+53	2
40 06 50 2 54 40 49 15 9 12 5 10 8	
41 07 47 .1 54 43 58 13 .8 11 .6 10 .5	
42 08 10 .2 54 56 13 14 .7 12 .8 11 .9 IRAS 21081+54	6
43 08 17 .1 54 50 54 16 .2 13 .7 12 .5	
44 10 06 .0 54 13 25 15 .2 13 .0 11 .9 IRAS 21101+54	3
45 19 07 .3 56 09 09 14 .8 12 .7 11 .6	
46 19 36 .0 54 45 06 12 .8 10 .7 09 .7	
47 19 48 .0 54 15 12 15 .1 13 .0 11 .9 IRAS 21197+54	5

М - ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. 599

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7
48	21 • 19 = 49 • .4	55°21'26"	13 .8	12∝.7	12.2	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
49	19 56 .6	55 20 35	16 .2	13.5	12 .2	to dia composition
50	20 02 .1	55 57 59	16.2	13.5	12.2	South a start of the start of the
51	21 48 .0	55 40 00	15.2	13.2	12 .2	
52	22 08 .7	57 30 06	14 .8	13.1	12.2	IRAS 21221+5730
53	22 40 .6	57 18 52	16 .2	13.9	12.8	and the second of the
54	22 42 .0	54 44 56	16.2	13.5	12.2	in a contrationant
55	23 02 .9	55 57 39	16 .2	13.7	12 .5	and an and a second of
56	23 26 .4	55 22 45	12.8	10.7	09.7	IRAS 21234+5522
57	24 42 .0	54 09 00	14.3	12.7	11.9	aline all's and a
58	25 20 .6	54 23 57	15.4	13.3	12.2	- Second Second
59	25 47 .4	54 37 58	16.2	13.5	12.2	IRAS 21257+5438
60	26 30 .0	55 45 03	14.1	11.9	10.8	IRAS 21265+5545
61	28 12 .0	54 23 09	13.8	12.3	11 .6	support mathematters
62	32 24 .0	56 05 00	14.7	12.8	11.9	A CONTRACTOR OF THE OWNER
63	32 33 .9	55 21 52	13.0	11 .2	10 .3	a company of a company
64	32 42 .0	54 33 24	13.3	11.4	10.5	Il collection advantage
65	32 47 .7	56 51 39	14.7	13.0	12.2	A States DEDRIGHTED
66	33 31 .9	54 53 13	15.4	13.1	11.9	IRAS 21335+5453
67	34 08 .2	54 59 37	16.7	13.7	12.2	Contra Violitica estrol
68	34 17 .2	54 35 40	14 .8	13.1	12.2	and a second
69	34 33 .5	57 06 35	13.8	12 .1	11.3	remeaning when a substitute
70	34 34 .7	55 27 54	15.4	13.3	12.2	IRAS 21345+5527
71	34 52 .0	55 06 31	16.7	14.1	12.8	The second of the
72	34 59 .7	53 57 59	16.2	13.5	12.2	IRAS 21349+5357
73	35 04 .4	56 47 27	16.2	13.7	12 .5	and the second second
74	35 07 .3	56 48 08	14.0	12 .6	11.9	A A A A A A A A A A A A A A A A A A A
75	35 24 .8	54 42 11	15.4	13.1	11.9	COL NOTED MILST
76	37 12 .5	55 17 14	13.4	12.2	11 .6	ACCONTRACTOR NOT
77	37 18 .1	57 13 57	15.4	13.3	12.2	IRAS 21373+5714
78	37 51 .5	56 03 36	14.0	12.6	11.9	IRAS 21378+5603
79	38 08 .4	56 21 00	15.9	13.4	12.2	CIT SATING TO APRIL
80	38 12 .7	57 06 50	13.0	10.8	09.7	IRAS 21382+5706
81	38 14 .3	54 31 05	09.6	08.7	08.3	THAT IS MERINA
82	39 24 .0	57 02 36	13.3	12.2	11 .6	
83	40 28 .9	54 44 19	16.2	13.5	12.2	
84	42 28 .9	54 32 11	13.8	12.1	11 .3	
85	44 45 .2	54 53 52	15.9	13.4	12.2	261112
86	45 12 .6	55 12 13	16 2	13.5	12.2	
87	47 46 .2	57 09 09	14.8	13.1	12.2	IRAS 21477+5709
88	23 24 29 .5	63 22 55	13.3	11.6	10.8	5 1 1 1
89	25 44 .7	63 39 21	15.9	13.4	12 .2	
90	26 41 .8	65 58 50	15.4	13.1	11.9	IRAS 23266+6558
91	27 17 .5	64 34 55	15.4	13.3	12 .2	
92	31 05 .4	63 54 26	15.4	13.3	12.2	IRAS 23310+6354
93	32 21 .9	66 28 37	13.0	10 .8	09.7	1
94	38 06 .8	65 35 30	13.8	12 .1	11.3	IRAS 23381+6535
95	50 30 .1	64 03 46	14.0	12.4	11 .6	
96	51 01 .3	63 32 08	15.4	13.3	12.2	
97	59 12 .9	63 59 57	13.8	11 .6	10 .5	IRAS 23592+6329
		and the second second				and an and the second s

с помощью Паломарских карт был использован известный метод Кинга и Раффа [20], основанный на измерении диаметров звезд. Точность определения звездных величин составляет 0^m.2 и является вполне удовлетворительной при фотографических наблюдениях.

На рис.1 приводятся карты отождествления всех 97 звезд с указанием порядкового номера звезды, соответствующего табл.1. Следует отметить, что карты отождествления всех звезд получены с Паломарских карт с помощью специальной программы на ЭВМ. Все карты отождествления имеют одинаковые размеры (340"х340").

4. Обсуждение результатов. Как видно из данных табл.1. все обнаруженные звезды являются достаточно красными. Интенсивные молекулярные полосы поглощения ТіО в спектрах этих звезд свидетельствуют о наличии протяженных молекулярных оболочек вокруг них. В каталоге источников инфракрасного излучения [17] приводятся данные о возможной переменности 5 звезд в инфракрасных лучах, включенных в табл.1 настоящей статьи. На основе наших наблюдений можно проследить за поведением яркости открытых нами новых звсзд. Предварительная обработка наших наблюдений позволила обнаружить 21 новую переменную звезду и подтвердить переменность звезды №11 (см. табл.1), включенной в новый каталог звезд, заподозренных в переменности блеска [16]. Детальное изучение колебаний блеска этих звезд в период наших наблюдений будет предметом дальнейших исследований. В настоящей же работе приводятся предварительные данные об их переменности. Эти данные приводятся в табл.2. В соответствующих столбцах этой таблицы приводятся номер и звездная величина (R) звезды согласно табл.1 и амплитуда изменения блеска в красных лучах (ΔR). Амплитуда изменений блеска была оценена на наших пластинках по сравнению с окружающими звезла-ΜИ.

Следует отметить, что наши наблюдения позволяют зарегистрировать

N	R	ΔR	N	R	ΔR
2	12.8	2ª.0	55	12".5	1*.2
7	12.8	0.7	63	10.3	0.6
10	12 .8	0.8	72	12.2	0.6
11	12.4	0.9	73	12.5	0.8
16	11 .6	0.7	78	11.9	0.7
22	11.9	0.7	81	08.3	0.8
26	12.4	0.5	83	12.2	0.5
29	14.2	1.0	85	12 .2	0.6
32	12.4	0.6	91	12 .2	0.8
41	10 .5	0.6	95	11 .6	0.7
54	12.2	0.8	96	12.2	0.6

Таблица 2 СПИСОК НОВЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

М - ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. 601

спектральных классов могут быть и переменные с амплитудами $\Delta R \leq 0^m .5$

В табл.1 (см. №3) включена одна переменная звезда СС Суд [15], изъестная как долгопериодическая переменная звезда типа Миры Кита с периодом изменения блеска $P = 320^4$ [26]. Она была открыта нами как звезда с H_o – эмиссисй с переменной интенсивностью [5]. Рассмотрение спектров этой звезды в разные периоды наблюдений показывает. что, по-видимому, интенсивность эмиссионной линии H_o коррелирует с интенсивностью полосы поглошения TiO. Корреляция интенсивности H_a – эмиссии с яркостью звезды и с интенсивностями полос поглощения TiO в дальнейшем будет подробно изучена.

5. Заключение. Наши исследования по поиску новых М-звезд поздних спектральных классов приводят к следующим результатам:

а) На основе спектральных наблюдений в области H_{o} , полученных на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с использованием 4° предобъективной призмы, разработан метод обнаружения красных звезд-гигантов поздних спектральных классов М. Метод основан на наличии в указанной области спектров этих звезд двух полос поглощения TiO: $\lambda = 6158$ Å и $\lambda = 6651$ Å.

б) С помощью указанного метода в трех областях темных туманностей с общей площадью 48 кв. градусов обнаружено 96 новых красных гигантов поздних спектральных классов М. Больше 30% обнаруженных новых Мзвезд отождествлено с источниками инфракрасного излучения.

в) У 22 обнаруженных новых красных звезд зарегистрирована переменность блеска в красных лучах с амплитудами от 0[∞].5 до 2[∞].0. Одна из этих звезд рансе была включена в каталог звезд, заподозренных в переменности блеска [16].

Авторы выражают благодарность сотруднице Бюраканской обсерватории А.Ц.Карапетян за помощь в обработке наблюдательного материала.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

Н.Д.МЕЛИКЯН, А.А.КАРАПЕТЯН

NEW M-STARS IN DARK CLOUDS REGIONS.

N.D.MELIKIAN, A.A.KARAPETIAN

The results of the spectral survey of M stars in 3 dark clouds regions are presented. The observations have been carried out with the 40" Schmidt telescope of the Byurakan observatory using the 40 objective prism. To discover M giants of late spectral classes a method is worked out, which is based on the availability of absorption bands of TiO in the spectra of these stars. The total area of investigated regions is 48 square degree. 96 new M stars are discovered, 22 of which have shown light variations during the observational period. The limiting magnitude of obtained photographic plates in red light is 16^m.0, which gives possibility to discover all M stars brighter than $R = 15^{m}.0$.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. N.D.Melikian. V.S.Shevchenko. S.Yu.Melnikov, IBVS, 3037, 1987.
- 2. Н.П.Меликян, В.С.Шевченко, Астрофизика, 32, 169, 1990.
- 3. Н.Д. Меликян, Астрофизика, 37, 219, 1994.

will be the last contract many solution of prestantion of the character sta

- 4. Н.П.Меликян, А.А.Карапетян, Астрофизика, 39, 57, 1996.
- 5. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Л.Г.Ахвердян, А.Ц.Карапетян, Астрофизика, 39, 217, 1996.
- 6. Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, Астрофизика, 31, 601, 1989.
- 7. O.J.Lee, G.D.Gore, T.J.Bartler, Ann Dearborn. Observ., 5, 7, 1947.
- 8. J.J. Nassan, V.M. Blanco, Astrophys. J., 120, 129, 1954.
- 9. V.M.Blanco, Astrophys. J., 127, 191, 1958.
- 10. C.B.Stephenson, Publ. Warner and Swasey Observ., 1, №4, 3, 1973.
- 11. М.В.Долидзе, Бюл. Абастуманской Обсерв., 47, 3, 1975.
- 12. О.М.Куртанидзе, М.Г.Николашвили, Астрофизика, 29, 470, 1988.
- 13. О.М.Куртанидзе, М.Г.Николашвили, Астрофизика; 31, 507, 1989.
- 14. R.A. Downes, M.M.Shara, A Catalog and Atlas of Cataclysmic Variables, 1993.
- 15. П.Н.Холопов. Н.Н.Самусь и др., ОКПЗ, Наука, М., 1987.
- 16. Б.В.Кукаркин, П.Н.Холопов, Н.М.Артюхин и др., Новый Каталог Звезд, заподозренных в переменности блеска, Наука, М., 1982.
- 17. IRAS Point Source Catalog, Supplied by NASA, 1989.
- 18. IRAS Faint Source Catalog, Supplied by NASA, 1989.
- 19. R.S.Dixon, Astrophys. J., Suppl. Ser., 20, 1, 1970.
- 20. V.R.King, M.I.Raff, Publ. Astron. Soc. Pasif., 528, 120, 1977.

32 3 1. 1 3 3

М - ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. 603

НОВЫЕ М-ЗВЕЗДЫ



604 Н.Д.МЕЛИКЯН, А.А.КАРАПЕТЯН



М - ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. 605



.

н.д.меликян, а.а.карапетян



606



607

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 40 НОЯБРЬ, 1997 ВЫПУСК 4

УЛК: 524.77-856

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ВОКРУГ SB И S СПИРАЛЕЙ В СКОПЛЕНИЯХ VIRGO И FORNAX

А.Т.КАЛЛОГЛЯН. Г.А.АРУТЮНЯН. Поступили 5 августа 1997

Проведени сравнительная статистика первых соседей ярких галактик (M_R ≤ -17^m) в скопленнях Virgo и Fornax. Выявлены некоторые различия между окружениями ярких SBи S-галактик.

1. Введение. В последние годы галактики с перемычкой привлекают все большее внимание, обусловленное наличием перемычки у этих галактик. Перемычки играют важную роль в формировании гравитационного потенциала в галактиках, вследствие чего в SB-галактиках наблюдаются разнообразные морфологические особенности [1,2]. Большинство работ в данной области касается внутренней структуры и особенностей самих SB-галактик. Есть все основания считать, что процесс звездообразования болсе бурно протскает в SB-галактиках, чем в S-галактиках [3]. Типичная сверхассоциация 30 Dor в Большом Магеллановом облаке находится вблизи перемычки этой галактики. Есть примеры наличия очагов звездообразования у концов перемычки [3]. Активные звездообразовательные процессы протекают также в околоядерных областях [4-5].

Еще давно было известно, что так называемые горячие пятна обычно встречаются в SB-галактиках [6]. Представляет особый интерес тот факт, что перемычка влияет на распределение относительного содержания химических элементов в межзвездной среде дисковых галактик. Градиент относительного содержания О/Н имсет тенденцию быть болсе пологим [7,8], к тому же градиент относительного содержания становится более пологим, когда относительная длина или же эллиптичность перемычки возрастает [7]. Этот результат считается совместимым с явлением радиального истечения газа. Происходит крупномасштабное смешивание межзвездного газа по диску SB-галактик.

На снимках, полученных с помощью космического телескопа Хаббл. видно, что ядерные кольца в SB-галактиках состоят из множества сверхскоплений звезд подобно тем, которые недавно найдены в других галактиках со вспышкой звездообразования [9].

В работе [10] было показано, что радиоизлучение более часто локализовано в центральных областях SB-галактик, чем S-галактик.

Таким образом, в настоящее время накоплено достаточно большое количество данных, свидетельствующих о том, что наличие перемычки приводит к наблюдаемому морфологическому разнообразию и ряду физических особенностей SB-галактик.

Особый интерес представляет окружение SB-галактик. В работе [11] было показано, что в скоплении Virgo карликовые галактики низкой светимости более часто встречаются вокруг SB-галактик, чем вокруг обычных S-галактик. При этом число карликовых галактик, приходящих на одну яркую галактику, уменьшается при переходе от ранних подтипов к более поздним.

В настоящей работе исследуется распределение галактик вокруг S и SB-галактик в скоплениях Virgo и Fornax, обращается особое внимание на различия в характеристиках первых соседей обоих типов спиралей.

2. Выборка. Нами использован общирный каталог Бингели, Сандеджа и Таммана (в дальнейшем, каталог BST) [12]. Каталог покрывает около 140 кв. градусов в области скопления Virgo. Он содержит данные о 2096 галактиках, среди которых 1277 объектов являются достоверными членами скопления, 574 - возможными членами и 245 - галактиками поля. Согласно авторам каталога BST в исследуемой области отождествлены все галактики с $B_T \le 18^m$. При значении модуля расстояния m - M= 31.7, принятом в [12], это соответствует абсолютной звездной величине $M_{BT} = -13.7$. Каталог, однако, содержит данные о более слабых объектах до $B_T = 20.0$ или $M_{BT} = -11.7$.

Каталог Фергюсона [13] содержит 2678 галактик в области около 40 кв. градусов вокруг скопления Fornax с координатами центра $\alpha = 3^h 35^m$ и $\delta \simeq -35^\circ$.7. Предельный диаметр галактик в каталоге 17" при изофоте $B_T \simeq 26.5$ с кв. секунды дуги. Из общего числа галактик 340 являются вероятными членами скопления, 2338 - вероятными галактиками фона. Для членов скопления каталог должен быть полным до $B_T \simeq 18^m$. При модуле расстояния m - M = 31.9, этому соответствует абсолютная величина $M_{BT} \simeq -13^m$.0. Как и в случае скопления Virgo, принадлежность галактики скоплению в подавляющем большинстве случаев основана на морфологических признаках.

В настоящей работе мы рассматриваем лишь уверенно отождествленные члены скоплений с индексом "М" (member) с $B_T \le 16^m.7$ в случае Virgo и $B_T \le 16^m.9$ в случае Fornax, что в обоих случаях соответствует абсолютной всличине $M_{B_T} \le -15^m$.

Распределения галактик соответствующих выборок из скоплений Virgo и Fornax по морфологическим типам приводятся в табл. 1 и 2.

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ПО МОРФОЛОГИЧЕСКИМ ТИПАМ С $B_T \le 16^m.7$ И $B_T \le 14^m.7$ С ИНДЕКСОМ "М" В КАТАЛОГЕ ВST

Морф. тип	$B_T \leq$	s 16 ^m .7	$B_T \leq 14^{\mathrm{m}}.7$		$N_{B_{\tau}} \le 14.7 / N_{B_{\tau}} \le 16.7$	
	N	96	N	%		
E	244	52.5	51	22	21	
SO	58	12.5	39	17	67	
Sa-Sm	109	23.5	92	40	84	
SBO	23	5	21	9	91	
SBa-SBm	30	6.5	27	. 12	90	
Общее	464		230			

Как видно из данных табл. 1 и 2, больше половины галактик с

Таблица 2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРОЯТНЫХ ЧЛЕНОВ СКОПЛЕНИЯ FORNAX ПО МОРФОЛОГИЧЕСКИМ ТИПАМ С $B_T \le 16^m$.9 И $B_T \le 14^m$.9

Морф. тип	B _T	≤ 16 ^m .9	B _T	$\leq 14^m.9$	$N_{B_{T}} \le 14.9 / N_{B_{T}} \le 16.9$
	N	96	N	96	and the second second later
Ε.	65	53.7	14	27	21.5
SO	19	15.7	10	19	52.6
Sa-Sm	17	14.0	12	23	70.0
SB0	10	8.3	8	15	80
SBa-SBm	10	8.3	8	15	80
Общее	121		52	- June III	The state of the s

 $B_T \le 16^m.7$ и $B_T \le 16^m.9$ соответственно для скоплений Virgo и Fornax составляют эллиптические галактики. Меньше 50% приходится на все дисковые галактики. Однако среди ярких галактик с $B_T \le 14^m.7$ $(M_{B_T} \le -17^m.0)$ относительное число эллиптических галактик резко уменьшается, а дисковых галактик - увеличивается. Очевидно, что это связано с различиями в функциях светимости разных морфологических типов. Последние столбцы показывают процент ярких галактик среди галактик данного морфологического типа с $B_T \le 16^m.7$ и $B_T \le 16^m.9$. При переходе от Е-галактик к SB-галактикам этот процент увеличивается и от 21% доходит до 90% и 80% соответственно.

Можно сказать, что среди галактик слабее $M_{B_T} = -17^m$ почти не встречаются галактики с перемычкой. Это явление, по-видимому, обусловлено и тем, что в абсолютно слабых дисковых галактиках перемычки встречаются крайне редко или же они настолько слабы, что трудно выявляются. Наблюдения в ближней инфракрасной области показывают, что некоторые галактики, не показывающие перемычки в оптической области, в инфракрасном диапазоне все же показывают их наличие. В этой связи уместно упомянуть работу Каллогляна [14], в которой на основе небольшого материала было показано, что около 75% перемычек обладают высокой поверхностной яркостью, в среднем равной 20^т.9 с кв. секунпы дуги в цвете *B*, а остальные 25% - очень слабыс.

3. Постановка задачи. В настоящее время большое внимание уделяется к окружению галактик. Считается, что взаимодействие между галактиками ответственно за многие явления, происходящие в галактиках. Исходя из этого не лишен интереса вопрос о выявлении возможных различий между окружениями SB и S-галактик, тем более, что с точки зрения активности эти два типа спиралей существенно отличаются друг от друга.

Для исследования поставленного вопроса скопление Virgo является более подходящим, так как в области этого скопления достаточно много галактик обоих типов.

Выборка дисковых галактик нами была разбита на две части, в первую из них включены галактики с $B_T \leq 14^m$.7 (ярче -17^m абсолютной величины), а во вторую - галактики слабее. Галактики первой группы впредь будем называть "яркие галактики". Вокрут каждой яркой галактики была исследована область в виде круга диаметром 0°.5 (190 кпк при принятом модуле расстояния). Внутри этого круга определены угловые расстояния всех галактик от центральной яркой галактики. Определена также разница в звездных величинах первого соседа и центральной галактики. При этом, чтобы избежать использования в статистике одной и той же пары более одного раза, в алгоритме было учтено, что данная разница была всегда положительна (первый сосед слабее центральной галактики).

Следует отметить, что мы не ставили требования об изолированности выявленных пар или групп. Нас интересовало лишь непосредственное окружение ярких галактик с перемычкой и обычных спиралей.

4. Радиальное распределение галактик разных морфологических типов в скоплении Virgo. С целью исследования радиального распределения галактик в скоплении Virgo за центр скопления была принята галактика NGC 4486. Были вычислены угловые расстояния ярких ($B_T \le 14^m.7$) достоверных членов скопления типов S, SB и E от этого центра. Подсчеты были произведены в кольцах с шириной в 0°.5.

Для удобного представления полученные распределения на рис.1 вместо гистограммы приведены в виде кривых, при этом каждая точка соответствует средней поверхностной плотности в данном кольце. На оси абсцисс указаны внешние радиусы колец в градусах.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК В СКОПЛЕНИЯХ

На рис.1а представлено радиальное распределение спиральных галактик типов Sa-Sm. SBa-SBm и эллиптических галактик. На рис.1b приводится радиальное распределение линзовидных галактик S0 и SB0.

Уже поверхностный анализ данных, представленных на рис.1.



Рис.1. Раднальное распределение галактик разных морфологических типов в скоплении Virgo. a) Распределение для E. Sa-Sm и SBa-SBm галактик, b) распределение для линзовидных галактик.

приводит к следующим выводам. В радиусе 0°.5 вокруг галактики NGC 4486 нет ни одной спиральной галактики, как обычной, так и с перемычкой. Между тем, наблюдается повышенное число эллиптических галактик в непосредственном окружении выбранного центра, т.е. в этой области, как и следовало ожидать, наблюдается сегрегация галактик по морфологическим типам. Из рисунка видно также, что существуют определенные различия в радиальном распределении ярких S и SB-галактик. В то время как в распределении обычных спиралей наблюдаются области повышенной плотности на расстояниях 2°, 4° и 6°

от NGC 4486, распределение галактик с перемычкой сравнительно равномерное. Примечательно, что это различие наблюдается как для галактик подтипов от Sa до Sm, так и для линзовидных галактик.

5. Результаты. Распределение морфологических типов ближайших соседей при данном морфологическом типе центральных ярких галактик представлено в табл.3. В первых строках для каждого морфологического типа яркой галактики приведено число галактик-первых соседей, а во вторых строках - их относительное число в процентах.

Как следует из данных первого столбца табл.3 для скопления Virgo, с эллиптическими галактиками, являющимися наиболее многочисленными в нашей выборке, в процентном отношении меньше

Таблица 3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ ПО МОРФОЛОГИЧЕСКИМ ТИПАМ ПРИ ДАННОМ ТИПЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ГАЛАКТИКИ

Первый Сосед Галактика	E	SO	SB0-SBm	S0-Sm	Другис типы	N
E	24 56%	3 796	3	9 2195	7	43
S0-Sm	49 45%	13 12%	7	42	10	108
SB0-SBm	15 36%	5 12%	5 · 12%	17 40%	5 12%	42

Fornax	1.7	1. 23	111			
Первый центр. галактика	E	SO	SB0-SBm	S0-Sm	· Другие типы	N
E	10 83%	2 17%	de -		1-1-1	12
S0-Sm	8 38%	3 14%	7 33%	· 5 24%	1 5%	21
SB0-SBm	7 50%	1 7%	2 14%	4 29%	1 7%	14

всех связаны галактики с перемычкой. С другой стороны, слабые SBгалактики более часто являются спутниками самих SB-галактик. Представляет интерес тот факт, что хотя по количеству галактики подтипов S0-Sm вместе взятых почти в 1.5 раза меньше, чем Е-галактики, тем не менее среди ближайших соссдей ярких SB-галактик их количество даже

больше, чем число Е-галактик.

В скоплении Fornax спутниками ярких SB-галактик более часто являются Е-галактики, а слабые SB-галактики чаще являются первыми соседями S-галактик. Однако число SB-галактик в этом скоплении невелико и полученный результат нуждается в подтверждении.

Мы. вычислили также угловые расстояния ближайших соседей от центральных ярких галактик, а также разницы в звездных величинах указанных пар. Средние значения этих величин для разных типов ярких галактик приведены в табл.4 для скоплений Virgo и Fornax отдельно.

Рассмотрение данных таблицы показывает, что в случае галактик с

Таблица 4

СРЕДНИЕ УГЛОВЫЕ РАССТОЯНИЯ r₁₂ БЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ГАЛАКТИКИ И СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ РАЗНИЦЫ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН

1 61		10 KU	Pag. In the second	The second second
r ₁₂	ΔB_{τ}	Тип центр. галактики	r ₁₂	ΔB_r
0°.20	2 ^m .5	SO	0°.15	2 ^m .45
		(n=28)	1.4.2	
0.14	2 .8	Sa-bc	0.17	2 .66
	ALC LOSL - I	(n=20)	a constra	
0.25	1.4	Sc-m	0.20	2.36
dalla a	C. C. C. Free Store	(n=26)	Rapport C.	A LOU WELSTIE
0.21	2.1	S0-Sm	0.17	2.48
à1	-102011	(n=74)	2 Pite	(19.5
	<i>r</i> ₁₂ 0°.20 0 .14 0 .25 0 .21	r_{12} ΔB_{τ} 0°.20 2 ^m .5 0.14 2.8 0.25 1.4 0.21 2.1	r_{12} ΔB_7 Тип центр. галактики 0°.20 2 ^m .5 S0 0.14 2.8 Sa-bc 0.25 1.4 Sc-m 0.21 2.1 S0-Sm 0.21 2.1 S0-Sm	r_{12} ΔB_{τ} Тип центр. галактики r_{12} 0°.20 2 ^m .5 S0 0°.15 0.14 2.8 Sa-bc 0.17 0.25 1.4 Sc-m 0.20 0.21 2.1 S0-Sm 0.17

Fornax

Тип центр. галактики	r ₁₂	ΔB_{τ}	Тип центр. галактики	r ₁₂	ΔB_{τ}
E	0°.22	2 ^m .7		ander la	agad co-sets.
(n=12)	NUTRIN CO.	THE PLATE AND	THE PARTY OF THE P	11.7 . 17 . 7.	a a prophility
SB0	0.18	2.2	SO	0°.20	2 ^m .04
(n=7)		in the first	(n=7)		
SB	0.24	2.8	S	0.31	2.33
(n=7)			(n=10)	. co-alionali	to a busice
SB0-SBm	0.21	2.5	S0-Sm	0.27	2.21
(n=14)	according to the	TER DOM	(n=17)	INSIS DRAMES	ana comisio la

перемычкой в скоплении Virgo разница ΔB_r в среднем увеличивается при уменьшении взаимных расстояний центральных галактик и первых

соседей. Наименьшее значение r_{12} и наибольшее значение ΔB_{τ} в среднем наблюдается в тех случаях, когда центральная яркая галактика принадлежит к типам SBa-SBbc. Отметим, что для обычных спиралей подобной зависимости не наблюдается.

При среднем угловом расстоянии первых соседей ярких SBa-SBm галактик, равным 0°.22, разница в звездных величинах в среднем равна 1^m.8. В случае же Sa-Sm галактик при среднем расстоянии 0°.19 - эта разница достигает 2^m.5. Это различие довольно значительное, чтобы можно было объяснить простой случайностью. Создается впечатление, что первые соседи SB-галактик в среднем являются более яркими объектами. Отметим также, что в скоплении Fornax имеет место обратное соотношение - ближайшие соседи SB-галактик в среднем на 0^m.5 слабее первых соседей S-галактик. Однако, как уже было отмечено, число галактик в этом случае мало, и этот результат не имеет большого статистического веса.

В областях вокруг ярких галактик с радиусом 0°.5 были подсчитаны все галактики-члены скопления Virgo до $B_T = -16^m.7$. Целью этих подсчетов было выяснение различия в кратностях S и SB-галактик. В табл.5 приведены результаты этих подсчетов. Из-за малого числа галактик, в случае скопления Fornax подобный анализ не проведен.

Таблица 5

Морф. тип центр. гал.	Одиночные	Двойные	N ≥ 2
SB0	0	2 (10%)	18 (90%)
SBa-SBm	1 (4%)	4 (16)	20 (80)
S0	1 (2.5)	3 (7.5)	35 (90)
Sa-Sm	8 (9.5)	4 (5)	72 (86)

КРАТНОСТЬ S И SB - ГАЛАКТИК

Число ярких SB-галактик, использованных в табл.5 равно 45, а Sгалактик - 123. Из данных таблицы видно, что яркие SB-галактики чаще, чем S-галактики встречаются в парах и реже - одиночными.

6. Заключение. Основные результаты настоящего исследования сводятся к следующему:

а) Перемычки встречаются у абсолютно ярких спиральных галактик. В слабых галактиках они или отсутствуют, или же настолько слабы, что не выявляются.

б) В радиальном распределении S-галактик в скоплении Virgo наблюдаются пики повышенной плотности, тогда как распределение SB-галактик

довольно равномерное.

в) Несмотря на многочисленность Е-галактик в скоплении Virgo. они оказываются первыми соседями SB-галактик не чаще, чем Sгалактики. Слабые же SB-галактики более часто являются первыми соседями самих SB-галактик.

г) В скоплении Fornax наблюдается обратная, по сравнению с предыдущим пунктом, картина. Однако число галактик в этом случае мало.

д) В скоплении Virgo разница △B₇ между звездными величинами первого соседа и центральной яркой галактики типа SB, в среднем, увеличивается при уменьшении взаимного расстояния между ними. Для S-галактик такой зависимости не наблюдается. Отметим также, что, по всей вероятности, спутники SB-галактик в среднем являются сравнительно более яркими, чем спутники S-галактик.

е) Яркие SB-галактики чаще, чем S-галактики встречаются парами.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

ON THE DISTRIBUTION OF GALAXIES AROUND SB AND S SPIRALS IN THE VIRGO AND FORNAX CLUSTERS

A.T.KALLOGHLIAN, H.A.HAROUTUNIAN

A comparative statistics of the first neighbours of bright galaxies $(M_{B_r} \leq -17^m)$ in the Virgo and Fornax clusters has been carried out. Some differences between the surroundings of bright SB- and S-galaxies have been revealed.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R.Buta, in "Barred Galaxies", eds. R.Buta, D.A.Crocker, B.G.Elmegreen, ASP Conference Series, vol. 91, 1996.
- 2. J.Kormendy, Astrophys. J., 257, 75, 1982.
- 3. J.D.Kenney, S.D.Lord, Astrophys.J., 381, 118, 1992.
- 4. R.C.Kennicutt, W.C.Keel, C.A.Blaha, Astron. J., 97, 1022, 1989.
- 5. F. Comhes, B.G. Elmegreen, Astron. Astrophys., 271, 391, 1993.
- 6. J.L.Sersic, M.Pastoriza, Publ. Astron. Soc. Pacif., 79, 1952, 1967.
- 7. P.Martin. J.-R. Roy, Astrophys. J., 424, 599, 1994.
- 8. J.-R.Roy, in "Barred Galaxies", eds. R.Buta, D.A.Crocker, B.G.Elmegreen, ASP Conference Series, vol. 91, 1996.
- 9. A.Barth, L.C.Ho, A.V.Filipenko, V.Gorjian, M.A.Malkan, W.L.W.Sargent, in "Barred Galaxies", eds. R.Buta, D.A.Crocker, B.G.Elmcgreen, ASP Conference Series, vol. 91, 1996.

ON PROVIDE TO MOST PURTICE PAGE

SATTLES INTERPORTED THE MERINE TO PARTY AND INTERPORT

- 10. А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян, Астрофизика, 24, 47, 1986.
- 11. A.T.Kalloghlian, Astrofizika, 38, 630, 1995.
- 12. B.Binggeli, A.Sandage, G.A.Tammann, Astron. J., 90, 1681, 1985.
- 13. H.C.Ferguson, Astron. J., 98, 367, 1989.
- 14. А.Т.Каллоглян, Астрофизика, 7, 189, 1971.

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.45:520.82

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЯТИ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ

М.А.КАЗАРЯН, Ж.Р.МАРТИРОСЯН Поступила 7 февраля 1997 Принята к печати 25 июня 1997

Приводятся результаты спектрального исследования галактик № 22, 35, 133, 317 и 321 из списков [1,2]. Определены эквивалентные ширины линий. относительные интенсивности эмиссионных линий и их полуширины.

1. Введение.. Настоящая работа посвящена спектрофотометрическому исследованию пяти галактик с УФ-избытком, имеющих в списках [1,2] порядковые номера 22, 35, 133, 317 и 321. Всс они имсют небольшие угловыс размеры, принадлежат к разным морфологическим классам и показывают разные спектрально-морфологические (СМ) характеристики. Некоторые данные об этих галактиках приведены в табл.1. Угловые размеры, фотографические звездные величины и СМ-характеристики взяты из работ [1,2], морфологические классы - из [2,3], а красные смещения и абсолютные фотографические звездныс величины из [4,5]. Таблица 1

CM-№ галак-Морфологический Размеры M m Z характекласс тики риотики 12x22" 22 I + 2k15".3 d2 0.0241 -19-.6 S. -20.5 35 10 15.6 \$2 0.0390 133 6x14 15.9 ds2 0.0460 -20.4 + mk C + h17 15.8 0.0242 -19.1 317 sI 0.0224 -18.0321 23 Soh 16.7 **d1**

ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ

Наблюдательный материал получен одним из авторов (М.А.К.) в основном на 6-м телескопе САО РАН. В работе использован также прямой снимок, полученный для галактики № 22 в первичном фокусе 2.6-м телескопа (масштаб 1мм≈20") Бюраканской обсерватории.

2. Спектральные наблюдения. Спектры галактик получены на 6-м телескопе САО РАН в сочетании с разной светоприсмной аппаратурой. Данные о наблюдениях приведены в табл.2. При получении спектров были использованы: спектрограф СП-160 в сочетании с ЭОП М9ЩВ

Таблина 2

	1	IL MIMETINE MIDE		OT DI	
№ галак- тики	Дата наб- людения	Светоприсмная аппаратура	Экспо- зиция (мин.)	Спектраль- ная область (в А)	Количество спектров
22	2.10.1984	B	25	3550-6400	1
."	3.10.1984	202 1	15	4470-7500	1
35	4.07.1978	a	30	5750-7150	1. 1
"	31.10.1981	б	10	5650-7100	2
202		-"-	10	4320-5750	2
133	1.07.1984	B	10	3550-6400	1
!!	-"-	-"-	20	4470-7500	1
317	29.05.1982	б	10	5680-7130	2
ing and	a data	- ⁿ -	5	4320-5750	2
21. 16	3.10.1984	B	8	3550-6400	the option of
321	21.10.1984		40	4470-7500	al Part in the
		-"-	20	3550-6400	1

НЕКОТОРЫЕ ДАННЫЕ ОБ УСЛОВИЯХ НАБЛЮДЕНИЙ И ПРИМЕНЯЕМЫЕ ПРИБОРЫ

(в табл.1 обозначен буквой "a"), спектрограф UAGS + многоканальный сканнер - "б" и спектрограф UAGS + ЭОП УМК 91В - "в". При получении спектров ширина щели спектрографов была равна примерно 1".

Дисперсии слектрографов СП-160 и UAGS были приблизительно равны 65 А/мм и 100 А/мм соответственно. В случаях "а" и "в" были использованы пленки Кодак 103а-0.

3. Эквивалентные ширины, относительные интенсивности и полуширины линий. В табл. 3 и 5 приведены эквивалентные ширины линий, относительные интенсивности эмиссионных линий и полуширины линий, наблюдавшихся в спектрах изученных галактик. Данные для линий [OIII] λ 5007 и Н_р являются средними значениями двух наблюдений, причем средняя ошибка не превосходит 20%. Линия [OIII] λ 4959 в спектрах галактики № 22 из-за слабости не видна. На эту линию в одном из спектров галактики № 133 наложен дефект, поэтому данные о ней, приведенные в табл. 3 и 4, определены с ошибками примерно 30%.

Значения полуширин линий не исправлены за инструментальный профиль. Средняя полуширина линий неба в спектрах изученных галактик, определенная по линиям NS $\lambda\lambda$ 6364, 6300 и 5577, приблизительно равна FWHM = 200 км/с, что и учитывалось в расчетах полуширин линий.

На рис. 1-4 приведены контуры линий. На уровне непрерывного спектра линии [NII] λ 6584, Н_а и [NII] λ 6548 галактик № 22 и 321 не отделяются (рис 1 и 4). Это является результатом того, что они имеют

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК

Таблица 3

	And the Party of						
		Эмиссия или		Ister	алактик	a	
Ион	λ_{0}	абсорбция	N₂ 22	N⊵ 35	№ 133	№ 317	№ 321
[NII]	6584	эмиссия	15.6	11.7	2.6		4.8
H	6563	_"_	28.2	2.00	13.7	1.2	1
[NÎI]	6548	-"-	5.1	3 13.2	244	1	323.6
D,+D,	5893	абсорбция	10.775	0.000	100	3.8	. 0
loni	5007	эмиссия	2.4	003442	4.2		5.4
[OIII]	4959	."-		1	2.0		1.5
H,	4861		3.3	1000	1.5		3.4
FeI+TiI+CrI	4178	абсорбция	- ALCONE	Second Second	2.9	1 15243	The set
H.	4102	_"_			3.9		8
FeI+TiI+CrI	4032	_"_	1		2.5	1030	1-1-1-
H,	3970				Asier.		11
Call	3968	_°_			2.6	1	2.2
Call	3934	_"_			2.2	19-1-01	E.
H.	3889	_"_		10	1.7	8.4	-
н.	3835	_"_			340	3.6	4
Н.	3798	_"_		0000		3.3	2
[0[]	3727	эмиссия		a	21.6		124

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ (А)

сравнительно широкие крылья и сливаются. Линия [NII] λ 6548 на всех спектрах сливается с коротковолновым крылом H_a. Когда же [NII] λ 6548 слабая, то она не выделяется, но под ее влиянием коротковолновос крыло H_a становится более интенсивным и длинным. По этой причине линии H_a у галактик № 133 и 321 имеют такие контуры. Вышеотмеченный эффект не влияет на контур линии H_a галактики № 317, так как в се спектре линии [NII] λ 6584 и 6548 не наблюдаются.

Методика обработки наблюдательного материала описана в наших

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Ион	λ ₀ 6584	Галактика				
		Nº 22	N⊵ 133	N₂ 321		
[NII]		7.4	5.5	1.44		
H_	6563	11.7	21.3	{0 22		
[NII]	6548	2.0	10.12	(9.55		
	5007	0.58	2.7	1.06		
[OIII]	4959		1.17	0.38		
He	4861	1.0	1.0	1.0		
[0][]	3727		. 6.2			

М.А.КАЗАРЯН, Ж.Р.МАРТИРОСЯН

Таблица 5

Ион	λ	Эмиссия или абсорбция	Галактика				
			N <u>₽</u> 22	№ 35	№ 133	Nº 317	Nº 321
(NII)	6584	ЭМИССИЯ	360	320	410	1-	360
Н	6563	-"-	460	360	410	270	640
INUI	6548	S. 27	320				in a
D.+D.	5893	абсорбция		tool in		880	a TT
	5007	киронис	620		420		400
IOIII	4959	-"-		-		La const	200
H.	4861	_"_	570		350	*	460
FcI+TiI+CrI	4178	абсорбция	10103	70-20	790		
H.	4102	-"-			1300		
FeI+TiI+CrI	4032	_"-			1040		1.1
H,	3970	_"_			2		
Call	3968	_P_			3 680		
Call	3934	_*_			690		1
H,	3889	-"-			420	1300	1
H	3835	-"-				550	S.
H.	3798	-"-				630	
(011)	3727	ЭМИССИЯ		nul.	1370	1.	in the second

ПОЛУШИРИНЫ ЛИНИЙ FWHM (км/с)

ранних работах (см., например, в [6])

4. Обсуждение результатов. Галактика № 22 - иррегулярная, с двумя круглыми сгущениями, диаметры которых равны 3" и 4".5 соответственно. Спектры получены для одного из этих сгущений. СМ-характеристика этой галактики - d2, [1].

Полуширины линий H_и, [OIII] 2.5007 и H_и, наблюдавшихся в спектре этой галактики, довольно большие. После исправления за инструменталь-



СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК



Рис.2. Контуры линий в спектре галактики № 133.

ный профиль линий они опять останутся большими. По этим величинам № 22 находится между галактиками с узкими эмиссионными линиями (*FWHM* ≤ 160 км/с у линий [OIII], [7]) и галактиками типа Sy2.

На картах Паломарского атласа галактика № 35 имеет голубой цвет, компактный вид и слегка протяженная. На снимке, полученном в июне 1978 г. с экспозицией 15 мин, в первичном фокусс 6-м телескопа (масштаб 1мм ≈ 8".7.), она представлена спиральной галактикой с очень ярким ядром и слабыми, но развитыми рукавами. Ядро галактики также протяженное в направлении восток-запад, с угловыми размерами примерно 6.8х7".8. На рис.5 приведена репродукция этой фотографии, где хорошо видны описанные детали. Масштаб репродукции 1мм ≈ 1".5. В табл.3 приведены эквивалентные ширины эмиссионных линий [NII] 22.



Рис.3. Контуры линий в спектре галактики No 317.

М.А.КАЗАРЯН. Ж.Р.МАРТИРОСЯН



Рис.4. Контуры линий в спектре галактики № 321.

6584, 6548 и H_a, которые являются средними значениями из трех наблюдений со средней арифметической ошибкой примерно 10%. Мстодика первого наблюдения отличается от мстодики остальных двух наблюдений, выполненных примерно на 3 года позже. В табл.3 для этой галактики приведена суммарная эквивалентная ширина линий H_a и [NII] λ 6548, так как они не разделяются.

Редко встречаются галактики с УФ-избытком, у которых отношенис



Рис.5. Репродукция фотографии галактики № 35, масштаб 1мм «1".5. Север сверху, восток слева.

интенсивностей I_[NII] 5584/I_{H_σ} ≥ 1. Подавляющее большинство галактик с УФ-избытком, имеющих такую особенность, является галактиками типа Сейферта.

У галактики № 35 отношение интенсивностей этих линий больше единицы, кроме того, она обладает сильным УФ-избытком - S2, однако не имеет других характерных особенностей галактик типа Сейферта. Более того, в области ее спектра $\lambda\lambda$ 4320 - 5750 А ни одной линии не наблюдается, несмотря на то, что в эту область попадают линии [OIII] $\lambda\lambda$ 5007, 4959 и H_g. Благодаря этим особенностям галактика № 35 является очень интересным объектом, даже уникальным, достойным более подробного исследования.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИК

Галактика № 133 - иррегулярная, со сгушениями. При получении се спектров щель спектрографа проходила через одно из ярких сгушений. так как спектры, в которых наблюдаются также линии поглошения, более характерны именно для такого объекта. На рис.2 приведены контуры линий. Линия [NII] λ 6584 слабая, а [NII] λ 6548 вообще не видна. Кроме линий поглошения бальмеровской серии и Call λλ 3968 и 3934, наблюдаются также линии поглощения FeI, TiI и CrI, которые, сливаясь, образуют полосы шириной примерно 5-6 А.

Рассмотрение морфологических классов галактик с УФ-избытком показывает [3], что среди них имеются галактики, вокруг которых наблюдается гало. Их количество равно 87, что составляет примерно 15% от общего их числа. Одной из них является галактика № 317 с сильным УФ-избытком. Согласно ес морфологическому описанию [2] она имеет компактное ядро, вокруг которого наблюдается гало с угловым диамстром, равным примерно 17".

В спектрах этой галактики, где наблюдаются линии [NII] λ 6584, 6548 и H_a, а также линия Nal λ 5893, получились только последние две линии, причем H_a в эмиссии, а линия Nal λ 5893 в поглощении. На спектре, полученном для области $\lambda\lambda$ 3550-6400A, наблюдаются только линии поглощения, из них можно было обрабатывать только линии H_a, H₁₀ и H₁₁, линии H и K Call были передержаны. На рис.3 приведены контуры линий H_a, Nal λ 5893, H_g, H₁₀ и H₁₁. По измерениям спектра, даже его самой передержанной части, угловой размер галактики не превосходит 8". Это означает, что получены спектры только компактной яркой части галактики, а спектр гало не выявляется.

Галактики № 166 и 333 по своим физическим особенностям очень похожи на галактику № 317, [8]. Вокруг этих галактик также наблюдается гало, они имсют такую же СМ-характеристику – SI, какую имсст галактика № 317. Однако в спектрах этих галактик эмиссионные линии не наблюдаются. Единственная эмиссионная линия – H_a , которая наблюдается в спектре № 317, очень слабая, так что эту галактику также можно отнести к типам галактик № 166 и 330. Как у этих галактик, так и у галактики № 317, УФ-избыток, по всей вероятности, обусловлен наличием звезд типов О и В.

В [8] для галактик № 166 и 330 был сделан вывод, что они находятся в эволюционной стадии между галактиками с эмиссионными линиями и нормальными галактиками. Галактика № 317, по-видимому, находится в той же стадии эволюции.

Галактика № 321 - сферическая и имеет самый большой диаметр среди изученных пяти галактик. СМ-характеристика этой галактики d1, [2]. По высоте щели спектрографа эмиссионные линии имеют примерно такие же угловые размеры, как и сама галактика. По полуширинам линий эта галактика (рис.4) также находится между галактиками с узкими эмиссионными линиями и сейфертовскими галактиками.

Самые широкие линии поглощения наблюдаются у галактик № 133 и 317, полуширины которых достигают до 1300 км/с, что больше, чем у многих галактик типа Сейферта.

Из табл.4 видно, что у трех галактик. № 22, 133 и 321, отношение $I_{\rm H_{a}}/I_{\rm H_{B}}$ немного больше, чем у газовых туманностей для модели "в". Такос явление наблюдается у многих галактик с УФ-избытком и объясняется наличием пыли в газовых составляющих этих галактик.

Ереванский государственный университет, Армения

SPECTROPHOTOMETRY OF FIVE GALAXIES WITH UV EXCESS

M.A.KAZARIAN, J.R.MARTIROSIAN

The results of the spectrophotometry of galaxies No 22, 35, 133, 317 and 321 from lists [1,2] are presented. The equivalent widths of the lines, relative intensities of the emission lines and the FWHM of the lines are determined.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. М.А.Казарян, Астрофизика, 15, 5, 1979.
- 2. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 16, 17, 1980.
- 3. *М.А.Казарян*, Астрофизика, **39**, 431, 1996.
- 4. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, Астрофизика, 26, 5, 1987.
- 5. М.А.Казарян, Астрофизика, 27, 399, 1987.
- 6. М.А. Казарян, Астрофизика. 36, 353, 1993.
- 7. F.R.Feldman, D.W.Weedman, V.A.Balzano, L.W.Ramsey, Astrophys. J., 256, 427, 1982.
- 8. М.А.Казарян, Астрофизика, 38, 227, 1995.

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 520.849

ВЫБОРКИ ЗВЕЗД ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА

С.К.БАЛАЯН

Поступила 29 мая 1997 Принята к печати 10 июня 1997

Дается краткий анализ выборки звезд Второго Бюраканского спектрального обзора. Она насчитывает 626 объектов в диапазоне видимых величин 10.1 ≤ m(pg) ≤ 19.5 и состоит, в основном, из белых карликов и субкарликов ранних спектральных классов. Большинство объектов классифицировано впервые. В статье приводятся распределения по звездным величинам и по спектральным типам.

1. Введение. При выполнении обзорных работ, независимо от их целей, существенная часть отобранных объектов после щелевой спектроскопии оказывается побочным продуктом, и не пригодна для выполнения основных целей обзорных работ. Ввиду несистематического отбора этих объектов, дальнейшая работа над ними, в частности, статистические исследования, оказываются весьма затруднительными. Однако эта совокупность объектов может представлять большую ценность для других работ.

С 1974 по 1991 гг. в Бюраканской обсерватории на 1-м телескопе системы Шмидта проводился Второй Бюраканский спектральный обзор неба (SBS) [1]. В ходе обзора отобрано около 3000 объектов, примерно для 70% из них получены щелевые спектры и определена природа объекта. Примечательно, что выборка звездообразных объектов SBS, является спектроскопически полной до $m(pg) \leq 17$, т.е. для всех этих объектов имеются щелевые спектры. Созданы и исследуются выборки квазаров, различных типов галактик с эмиссионными линиями [2-5]. Для наиболее интересных объектов проводятся дальнейшие детальные исследования [6-8].

Наряду с внегалактическими объектами, в SBS отобрано большое количество звезд. Для них получено примерно 700 щелевых спектров, главным образом на 6-м телескопе САО РАН. В двух предыдуших статьях [9, 10] приведены результаты спектральной классификации 626 звезд и объектов с континуальным спектром, отобранных в ходе SBS. Основная их часть является белыми карликами (WD) и субкарликами, которые представлены в широком диапазоне спектральных типов.

В этой работе проведен краткий анализ выборки SBS звезд.
Приводятся распределения звезд по типам и по звездным величинам.

2. О выборке звезд SBS обзора. Распределение объектов по звездным величинам показано на рис. 1. Для наглядности все объекты разделены на три группы. В первую, наиболее представительную, входят WD и объекты с континуальным спектром, во-вторую - субкарлики спектральных классов О-В и звезды горизонтальной ветви (NHB), в третью - звезды поздних спектральных классов F-G. Это разделение обусловлено сходством распределения объектов по звездным величинам. Исключение составляют объекты с континуальным спектром, которые, по-видимому, в большинстве являются внегалактическими, хотя среди них могут быть и DC WD. Они занимают область «слабых» звездных величин с пиком распределения на m(pg) = 18, в то время как для WD это m(pg) = 17. Горячие субкарлики представлены во всем интервале звездных величин с пиком на m(pg) = 16.5. Звезды поздних спектральных



Рис.1. Распределение объектов по звездным величинам.

типов расположены в интервале $14.5 \le m(pg) \le 19.5$ с пиком на m(pg) = 17.5. Важно отметить, что использованные звездные величины, согласно публикациям по SBS, определены глазомерно по фотокопиям POSS-1 и имеют ошибки до одной звездной величины. Однако, повидимому, последующая ПЗС или электрофотометрия сильно не изменит общее распределение.

В табл.1 дано распределение звезд по спектральным типам и их процент от общей и ограниченной $m(pg) \le 17$ (спектроскопически полной) выборки. Наиболее многочисленной является подвыборка WD (более 40%), среди них основную часть составляют DA карлики. Создание и исследование подвыборки DA WD представляет большой интерес, так как в SBS, в отличие от многих других обзоров, отбор WD по низкодисперсионным спектрам осуществлялся как по избыточному ультрафиолетовому континууму, так и по широким абсорбционным линиям. Благодаря этому, SBS подвыборка DA WD в сравнении с другими обзорами может оказаться более полной. Далее следуют субкарлики, составляющие около 30% от общего числа. Примерно пятая часть объектов в выборке классифицирована как «F» и «G», по-видимому, большинство из них являются карликами или субкарликами поздних спектральных типов. Распредсление энергии на низкодисперсионных снимках для этих объектов напоминает спектр квазара с некоторыми значениями красных смещений, отбор которых имеет наибольший приоритет в SBS. Этим объясняется их большое количество, что особо заметно на слабых звездных величинах.

Наряду с исследованием всей выборки и отдельных ее подвыборок, не меньший интерес представляют отдельные объекты с пекулярными спектрами, а также представители некоторых типов звезд с малым числом известных объектов. К ним относятся катаклизмические переменные (CV). Их оптическая поляризация порядка 10%, это много больше, чем в других классах астрономических объектов, а магнитные поля достигают примерно 70 MG. В SBS обнаружено 12 CV, из них для SBS 0755+600 и SBS 1017+533 информация публикуется впервые. Не меньший интерес послетавляют одиночные вырожденные звезды с сильными магнитными полями (больше 3-4 MG). Согласно [11], известно около 30 одиночных WD с такими полями. Один из них, SBS 1349+545, обладает магнитным полем 760 МG [6]. Среди объектов, с континуальным спектром можно ожидать DC карлики, BL Lac с малоконтрастными линиями, или QSO со слабыми линиями, если линия попала на край наблюдаемого спектрального диапазона. Дальнейшее отождествление с радиоисточниками может подтвердить их внегалактическую природу. Другой тип спектроскопически двойные, в спектрах этих систем одновременно

Таблица 1

Типы	SBS (полная)	%	SBS (m(pg) \leq 17)	%
DA	206	32.9	134	33.7
DB	25	4.0	16	4.0
DC/Continual	25	4.0	13	2.8
sd/sdB	140	· 22.4	103	25.9
sdO	33	5.3	31	7.8
CV	12	1.9	9	2.3
NHB	46	7.3	32	8.0
Composite	11	1.8	8	2.0
F/G.	124	19.8	51	12.8
другие *	4	0.6	3	0.7
всего	626	100	398	100

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ТИПАМ

содержат два DO, один DQ и один магнитный WDs

присутствуют линии горячих и холодных звезд. Среди них SBS 1517+502, состоит из карликовой углеродной звезды dC и DA WD - это вторая из известных ныне подобных систем [6].

3. Заключение. В работе проведен краткий анализ выборки SBS звезд включающей 626 объектов. Приводятся распределения по звездным величинам и по спектральным типам и их процентное отношение для всей и спектроскопически полной выборок. Показано, что основная их часть является белыми карликами (более 40%) и субкарликами (около 30%), которые представлены в широком диапазоне спектральных типов.

Выборка включает объекты с пекулярными спектрами и некоторые типы звезд с малым числом известных объектов. Ввиду малочисленности, обнаружение подобных объектов представляет большой интерес. Дальнейшее и более детальное их исследование важно для понимания механизма эволюции звезд.

Автор благодарен Американскому астрономическому обществу за индивидуальный грант, полученный в 1993 г.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

SAMPLE OF STARS FROM THE SECOND BYURAKAN SKY SURVEY.

S.K.BALAYAN

A brief analysis of the sample of stars from the Second Byurakan Sky Survey is presented. It consists of 626 objects in a range of apparent magnitudes $10.1 \le m(pg) \le 19.5$ and contains, mainly, white dwarfs and subdwarfs of early spectral types. The majority of objects is classified for the first time. Distributions of apparent magnitudes and spectral types of the stars are given.

выборки звезд

ЛИТЕРАТУРА

- І. Б.Е.Маркарян. Д.А.Степанян, Астрофизика, 19, 639. 1983.
- 2. J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, V.H.Chavushian, L.K.Erastova, S.K.Balayan, Astrofiz. Issled. (Izv. SAO), 36, 5, 1993.
- 3. Y.J.Izotov, A.D.Dyak, F.H.Chaffee, G.B.Foltz, A.Y.Kniazev, V.A.Lipovetsky Astron. J. 458, 524, 1996.
- 4. С.А.Акопян, С.К.Балаян, Астрофизика, 40, 169, 1997.
- 5. L. Carrasco, A. Serrano, H.M. Tovmassian, J.A. Stepanian, V.H. Chavushian, L.K. Erastova, Astron. J., 113, 1527, 1997.
- J.Liebert, G.D.Schmidt, M.Lesser, J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, F.H.Chaffee, C.B.Foltz, P.Bergeron, Astrophis. J, 421, 733, 1993.
- 7. J.A.Stepanian, V.H.Chavushian, F.H.Chaffee, C.B.Foltz, R.F.Green Astron. Astrophys. 1995.
- 8. V.H. Chavushian, V.V. Vlasyuk, J.A. Stepanian, L.K. Erastova, Astron. Astrophis. 1997 (in press).

the second second and and

Louisviewent free ar an fear while the

- 9. С.К.Балаян, Астрофизика, 40, 153, 1997.
- 10. С.К.Балаян, Астрофизика, 40, 327, 1997.
- 11. G.Chanmugam, Annu. Rev. Astron. Astrophys, 30, 143, 1992.

АСТРОФИЗИКА

TOM 40

НОЯБРЬ, 1997

ВЫПУСК 4

УДК: 524.3-36

РАСПОЗНОВАНИЕ И КЛАССИФИКАЦИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

М.Ш.КАРАПЕТЯН, С.Е.НЕРСИСЯН Поступила 3 июля 1997 Прицята к печати 10 августа 1997

Методом многомерного статистического анализа исследована выборка 67 углеродных звезд. В результате выделяются три главных фактора F_{μ} , F_{μ} и F_{μ} .Рассмотрены различные зависимости между этими факторами и спектральными подклассами углеродных звезд. По факторам F_{i} и F_{j} углеродные звезды четко разделяются и образуют отдельные (R.N) классы объектов, а по F_{2} отличие не значимо. Сопоставление факторов F_{i} , F_{j} , F_{j} , и двуморной С - классификации показывает, что фактор F_{i} коррелирует с первым температурным параметром С - классификации, а факторы F_{2} и F_{3} с вторым параметром. отражающего изменения углерода. Ошибка классификации данной выборки углеродных звезд по первому параметру не превышает 1.5, а по второму 1.8 спектрального подкласса.

1. Введение. Среди гигантов и сверхгигантов низких температур встречаются звезды с аномальным химическим составом. Типичными представителями таких звезд являются углеродные звезды, спектры которых характеризуются присутствием молекулярных полос поглощения углеродных соединений С₂, СN и CH.

Кенон и Пиккерингом [1] на основе описанных характеристик молекулярных полос С, и СN была осуществлена R, N- система классификации, получившая название Гарвардской. Однако R, N- классификация не отражает температурную последовательность углеродных звезд, и чтобы устранить этот недостаток, Кинан и Морган [2] объединили все углеродные звезды в единую температурную последовательность С. Для классификации углеродных звезд по температурным подклассам они предложили четыре независимых критерия:

1) отношение интенсивности отдельных пар атомных линий в синей области спектра; 2) интенсивность дублета NaI λ 5890-96Å; 3) цвет непрерывного спектра звезды около λ 5190, 5640 и 6150Å; 4) отношение интенсивности полос Свана C₂(0,1)/C₂(1,2). А для определения второго параметра, отражающего изменение содержания углерода, они предложили использовать интенсивность полос системы Свана. По мнению Цудзи [3] С - классификация не является температурной классификацией, по крайней мере, для подклассов C4-C7. Проблема как одномерной R, N, так и двумерной С-классификации окончательно не решена и, скорее

всего, требует дополнительных исследований. Наиболее полная библиография исследований, посвященных классифи-кациям углеродных звезд, содержится в книге Алксне и др. [4].

Настоящая работа посвящена исследованию углеродных звезд методами многомерного статистического анализа [5, 6].

Ставится цель ответить на следующие вопросы:

а) Насколько хорошо разделяются R и N звезды по всем отобранным индексам вместе взятым?

б) Возможна ли двумерная С - классификация с выбранным набором индексов, с помощью многомерных методов?

2. Выборка и индексы углеродных звезд. С помошью дифракционного спектрографа UAGS, установленного в фокусс Несмита 2.6 м. телескопа Бюраканской обсерватории, были проведены спектральные наблюдения [7,8] 67 углеродных звезд в диапазоне длин волн 4000-6750А с писперсией 136 А/мм (разрешение 2.75 А). Звезды, взятые из каталога [9], среди которых 24 являются класса R и 43 - класса N. Программа для массовой обработки спектров углеродных звезд описывается в работе [10]. Все измерения спектрограмм проводились относительно потока на ллине волны $\lambda = 5556 A$. Максимальное среднеквадратическое отклонение логарифма потока, которое относится к коротковолновой части спектра. составляет 10%. Для последующего анализа были вычислены следующие 12 индексов [11]. Полосы системы Свана молекул С, (0,2) 26191 А-Г, (0,1) 25635Å-I., (0,0) 25165Å-I., (1,0) 24737Å-I., (2,0) 24383Å-I., (KOTOPHE имеют очень характерный вид: с красного конца резко очерченные, они постепенно ослабевают и образуют широкие депрессии, интенсивности же полос весьма различны). Изотопические полосы С¹²N¹⁴ λ.5760Å-I, и С¹³N¹⁴ 25790 А-I,.. Полосы систем молекул CN(4,0) 2.6206 А и (5,1) 2.6355 А-I., Дублет линии NaI 25890-96А-Ір, линия Ball 24554А-Ів. и линия Srl 24554А-I.,. Приблизительно 10% элементов выборки не вычислены по разным причинам. Для последующего анализа эти элементы были восстановлены новой программой HOLL, которая базируется на корреляционном и регрессионном анализах.

3. Многомерный анализ. В многомерном статистическом факторном анализе основную роль играет получение некоррелированных факторов, которые описывают линейные комбинации измеренных данных. Для получения главных факторов, характеризующих распределение измеренных величин в наших данных, нами использован метод главных компонент. Обычный путь получения главных факторов состоит в следующем: выбрасываются те главные компоненты, собственные значения которых меньше, чем данный порог (обычно < 1).

В результате применения факторного анализа к нашим данным вы-

дслено три главных фактора F1, F2, и F3. Получение оценки факторных нагрузок после вращения факторов, а также накопленные доли суммарной дисперсии по соответствующим компонентам приведены в табл. 1. Отметим, что каждая нагрузка есть коэффициент корреляции между указанным параметром и соответствующим фактором. Для интерпретации факторов рассмотрим нагрузки больше порогового значения 0.6.

Таблица 1

N₂	Индексы	F1	F2	F3
1	I	0.3796	0.0634	-0.7644
2	I _{sh}	0.2170	0.6260	-0.5787
3	$I_{\rm q}$	0.1850	0.7991	-0.3670
4	I_{47}	-0.0999	0.8712	-0.3555
5	I _a	0.2526	0.6746	0.3518
6	I_{12}	0.4089	0.2937	-0.7643
7	I_{11}	0.1941	0.2755	-0.7624
8	I ₆₂	0.6882	-0.0232	-0.5266
9		0.7011	0.0770	-0.5570
10	I _D	0.7964	0.0166	-0.1476
11	In	0.7201	0.3811	-0.2565
12	I _{sr}	0.8117	0.2417	-0.1603
Накол	ленная	P		
диспе	ерсия	50.8%	15.4%	9.5%

ЗНЧЕНИЕ ГЛАВНЫХ ФАКТОРОВ ДАННОЙ ВЫБОРКИ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

Как видно из табл. 1 первый фактор F1, который объясняет 50% общей дисперсии всех данных, главным образом, зависит от следующих индексов I_{62} , I_{63} , I_D , I_{Bs} , I_{5r} . F1 назовем температурным фактором, так как эти пять индексов показывают корреляцию с температурой. Фактор F2, объясняющий 16% общей дисперсии всех данных зависит от индексов полосы системы Свана молекул $C_2 - I_{56}$, I_{51} , I_{47} , I_{43} , назовем фактором молекулы C_2 . Фактор F3, объясняющий 10% общей дисперсии назовем фактором изотопов CN, т.к. включает в себя индексы I_{12} , I_{13} , I_{61} .

Звезды R и N по трем главным факторам, т.е. F1, F2, F3 разделяются и образуют отдельные классы объектов. Проверка на совместимость выборок по каждому фактору в отдельности производилась с помощью непараметрического теста Колмогорова-Смирнова. Принимается, что отличие значимое, если значение P% на уровне 0.5% и ниже. По факторам F1 и F3 P < 0.01%, а по F2 - $P \sim 0.5\%$, то есть по F1 и F3 R и N звезды четко отличаются, а по F2 отличие не значимо.

М.Ш.КАРАПЕТЯН, С.Е.НЕРСИСЯН

Наряду с этим был проведен также дискриминантный анализ в пространстве трех факторов. Кроме звезд ТТ СVn и RV Aur, все остальные 65 звезд по своим спектральным характеристикам, с вероятностью ~99%, принадлежат спектральным классам R или N. Звезда TT CVn с вероятностью 53% классифицируется как звезда класса N, и RV Aur, с вероятностью 79% - как R. Это, по-видимому, можно объяснить с переменностью этих объектов.

На рисунках 1, 2, 3 с разными символами нанесены эначения факторов F1, F2, F3 в зависимости от температурного класса С и параметра, отражающего изменение содержания углерода. Как видно из рис. 2, фактор F1 от температурного класса С зависит линейно. Средняя ошибка



Рис. 1. Зависимость между температурным фактором (F1) и спектральным подклассом



Рис. 2. Зависимость между фактором молекулы С, (Е) и спектральным подклассом С.

636

C.

РАСПОЗНАВАНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД



Рис. 3. Зависимость между фактором изотопов CN (F3) и спектральным подклассом С.

классификации по фактору F1 составляет 1.5 спектрального подкласса С. Из рисунков 2 и 3 видно, что факторы F2 и F3 также показывают линейную зависимость от класса по содержанию углерода со средними ошибками 1.8 и 2.4 подкласса соответственно. Ошибки классификации могут возникнуть от следующих причин: а) при определении относительных распределений энергии, б) при определении непрерывного спектра для вычисления спектральных индексов, в) из-за различия методов определения спектральных индексов в разных работах.

4. Заключение. Исследование методами многомерного статистического анализа выборки (N=67) углеродных звезд приводит к следующим результатам:

Выделяется три главных фактора F1, F2 и F3. По факторам F1 и F3 углеродные звезды R и N четко отличаются, а по F2 отличие не значимо.

При реализации факторного анализа на общей выборке 67 углеродных звезд, намечается, что первый главный фактор F1 коррелирует с первым температурным параметром двумерной С - классификации, а факторы F2 и F3 с изменением содержания углерода.

Из всего сказанного следует, что многомерные методы дают возможность осуществлять двумерную С-классификацию на данной выборке.

Ошибка двумерной С-классификации не превышает по первому параметру 1.5, а по второму - 1.8 спектрального подкласса.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения

М.Ш.КАРАПЕТЯН, С.Е.НЕРСИСЯН

RECOGNITION AND CLASSIFICATION OF THE CARBON STARS

M.Sh.KARAPETIAN, S.E.NERSESSIAN

The sample of 67 carbon stars has been investigated by means the method of multivariate statistic analyses. As a result three main factors F1, F2, F3were distinguished. Different dependences between those factors and spectral subclasses of the carbon stars have been considered. According to factors F1and F3, the carbon stars are divided into separate groups and form different (R, N) classes of objects, while according to F2 - the difference is negligible. Comparision of factors F1, F2, F3 and two-dimensional C-classification shows. that the factor F1 correlates with the first temperature parameter of the Cclassification, but factors F2 and F3 correlate with the second parameter reflecting carbon alterations. According to the first parameter the error of classification for the given sample of carbon stars doesn't exceed 1.5 and according to the second parameter - 1.8 spectral subclass.

ЛИТЕРАТУРА

- A.J.Cannon, E.C.Pickering, The Henry Draper Catalog. Ann. Harv. Coll. Obs., 1918, v. 91, 290 p.
- 2. P.C.Keenan, W.W.Morgan, Astrophys. J., 94, 501, 1941.
- 3. T.Tsuji, Astron. Astrophys., 1, 95, 1981.
- 4. З.Алксне, А.Алкснис, У.Дзервитис, Характеристики углеродных звезд Галактики.-Рига, "Зинатнс", 1983, с. 250.
- 5. A.A.Afifi, S.P.Azen, Statistical Analysis, A Computer Oriented Approach, Academik Press, 1979.
- 6. М.Ш.Карапетян, Сообщ. Бюраканской обс., вып. 60, 125, 1987.
- 7. Р.Х.Оганесян, С.Е.Нерсисян, М.Ш.Карапетян, Астрофизика, 23, 99, 1985.
- 8. Р.Х.Оганесян, С.Е.Нерсисян, Астрофизика, 23, 245, 1985.
- 9. C.B.Stephenson, A General Catalogue of Cool Carbon Stars, Publ. Warner Swassey Observ., 1, 79, 1973.
- 10. М.Ш.Карапетян, Р.А.Саркисян, Сообщ. Бюраканской обс., 56, 61, 1985.
- 11. С.Е.Нерсисян, Кандидатская диссертация, Ереван, 1987.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 40, 1997 год.

Абрамян Г.В., Гигоян К.С., Амбарян В.В., Аззопарди М. Первый	
Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних	
спектральных классов. IX. Полоса -15°≤б≤-11°	197
Абрамян М.Г., Хачатрян С.Г. Строго нелинейные волны во	
вложенном вращающемся газовом диске	291
Аззопарди М. (см. Абрамян Г.В.)	197
Айрапетян М.В. (см. Седракян Д.М.)	67
Акопян С.А., Балаян С.К. Исследование галактик Второго	
Бюраканского обзора неба. І. Спектральные наблюдения	1/0
	169
Амоарян В.В. (СМ. Аорамян І.В.)	197
Амбарян В.В. (см. Мирзоян Л.В.)	187
Амбарян В.В., Мирзоян Л.В., Вихманн Р., Краутер Дж., Ной-	
хаузер Р., Козаї-наолюдения вспыхивающих звезд Плеяд.	545
Арутюнян Г.А. (см. Каллоглян А.Т.)	609
Балаян С.К. Спектральная классификация звезд Второго	
спектрального обзора неба. 1	153
Балаян С.К. Спектральная классификация звезд Второго	207
Бюраканского обзора неба. П	327
Балаян С.К. (см. Акопян С.А.)	169
Балаян С.К. Выборки звезд Второго Бюраканского обзора неба	627
Барышев Ю.В. Сигналы от SN 1987А в антеннах Амальи-Вебера	-10
как возможное обнаружение скалярных гравитационных	277
волн	3//
Даструков С.И., Молооцова И.В., Папоян В.В., Поогаиныи Ц.В.	77
Сосоственных мітд колсоаниях неитронной звезды	11
скоплений галактик метолом S-пиаграми: нетолениое	
приближение	425
Блук Ю М (см. Седпакан Л. М.)	497
Пихманн Р (см. Амбалян R R)	545
Rearing F R Computation $H = 0$ chevens wass surgery	545
молекулярных облаков в модели коагуляций	221
Гаген-Торн А.В. (см. Марченко С.Г.)	341
Гарибджанян А.Т. (см. Мирзоян Л.В.)	187
Гигоян К.С. (см. Абрамян Г.В.)	197
Гигоян К.С. (см. Микаелян А.М.)	581
Горбацкий В.Г. О фрактальной структуре облаков, образующих L	
лес в спектрах квазаров	29

Горбацкий В.Г., Прохоров С.П. Потеря массы и энергии тесной пвойной системой, движущейся в окрестности активного	
ядра галактики	209
Грачев С.И. (см. Нагирнер Д.И.)	349
Григорян Л.Ш., Казарян П.Ф., Хачатрян Г.Ф. Нейтронные звезды	
в Биметрической скалярно-тензорной теории гравитации.	201
1. Новые решения уравнении поля	391
Григорян Л.Ш., Хачатрян Г.Ф. О моменте инерции нейтронных	
звезд 1. гелятивистское уравнение для накопленного момента инерции	87
Григорян Л.Ш., Хачатрян Г.Ф. О моменте инерции нейтронных	
звезд. II. Релятивистские поправки	507
Гурзадян В.Г., Рози С. О восстановлении 3D скорости скоплений	
галактик	473
Джавахишвили Г.Ш. (см. Салуквадзе Г.Н.)	559
Казарян М.А. Спектрофотометрическое и морфологическое	
исследование галактик с УФ избытком, составляющих	
физические системы	177
Казарян М.А. Галактики с УФ избытком, в которых наблюдались взрывы сверхновых звезд	457
Казаран МА Мартирасян Ж.Р. Спектрофотометрическое	1.51
исследование пяти галактик с УФ-избытком	619
Казарян П.Ф., Саарян А.А. О теореме Биркгофа в БСТТ	281
Казарян П.Ф. (см. Григорян Л.Ш.)	391
Каллоглян А.Т., Арутюнян Г.А. Распределение галактик вокруг SB	
и S спиралей в скоплениях Virgo и Fornax	609
Карапетян А.А. (см. Меликян Н.Д.)	595
Карапетян М.Ш., Нерсисян С.Е. Распознавание и классификация	-
углеродных звезд	633
Краутер Дж. (см. Амбарян В.В.)	545
Лоскутов В.М. (см. Нагирнер Д.И.)	97
Лоскутов В.М. (см. Нагирнер Д.И.)	349
Магтесян А.П. Группы галактик. II. Определение значений выборочных параметров	45
Магтесян А.П., Мовсесян В.Г., Магтесян В.М. Связь галактик	
Маркаряна с их окружением	441
Магтесян В.М. (см. Магтесян А.П.)	441
Малумян В.Г. Спектры радиоизлучения изолированных спиральных	
галактик и спиральных членов пар галактик	39
Малумян В.Г. О связи радиосветимостей и оптических поверхностных	122
	433
тартароска А.Г. (См. Казарна М.А.)	019
марченко с.1., 1 аген-1 орн А. Б. О возможном фрактальном характере кривых блеска блазаров	341

Мозинаришвили Т.Г. О связи пульсаров и звездных ассоциаций	61
Меликян Н.Д., Карапетян А.А. Новые М-звезды в областях темных	
туманностей. I	595
Мелконян А.А. (см. Бекарян К.М.)	425
Микаелян А.М. Оптическое отождествление 100 точечных источников	
	2
Микаелян А.М., Тигоян К.С., Гуссеи Д. Оптические отождествления точенных источников IRAS на основе низколисперсионных	
спектров FBS. II	581
Мирзоян Л.В., Амбарян В.В., Гарибджанян А.Т. Спектральные	
наблюдения красных карликов. III. Наблюдения красных	
звезд окрестности Солнца	187
Мирзоян Л.В. (см. Амбарян В.В.)	545
Мовсесян В.Г. (см. Магтесян А.П.)	441
Молодцова И.В. (см. Баструков С.И.)	- 77
Нагирнер Д.И., Лоскутов В.М. Функция Грина линейного уравнения	07
Компанеица	9/
Нагирнер Д.И., Лоскутов В.М., Грачев С.И. Гочные и численные	
средних частот	349
Нерсисян С.Е. (см. Карапетян М.Ш.)	633
Нойхаузер Р. (см. Амбарян В.В.)	545
Оганесян Р.Х. Распределение В-звезд в направлениях некоторых	
южных цефеид	573
Оганесян Дж.Б. Исследование группы быстровращающихся А-звезд	
с избытком излучения на IRAS волнах	365
Палий Ю.П., Папоян В.В., Первушин В.Н. Фридмановская Вселенная	
в схеме квантования редуцированного фазового	125
Палий Ю.П., Папоян В.В., Первушин В.Н. Статус физических	0.05
наблюдаемых Фридмановской Вселенной в классическом	
и квантовом гамильтоновом формализме	303
Папоян В.В. (см. Баструков С.И.)	77
Папоян В.В. (см. Палий Ю.Г.)	125
Папоян В.В. (см. Палий Ю.П.)	303
Первушин В.Н. (см. Палий Ю.Г.)	125
Первушин В.Н. (см. Палий Ю.П.)	303
Подгайный Д.В. (см. Баструков С.И.)	77
Проник И.И. О соотношении позиционных углов вытянутых структур	
и вектора преимущественных колебаний поляризованного	
волн 2. 4 и 6 см	19
Прохоров С.П. (см. Горбанкий В.Г.)	209

Рози С. (см. Гурзадян В.Г.)	473
Руссей Д. (см. Микаелян А.М.)	581
Саакян Г.С. Об основных этапах эволюций вещества во Вселенной. І	117
Саакян Г.С. Об основных этапах эволюций вещества во Вселенной. II	253
Саакян Г.С. Энергетика ядер галактик	483
Саарян А.А. О струнной космологии с дилатонным потенци- алом. I	233
Саарян А.А. (см. Казарян П.Ф.)	281
Саарян А.А. О струнной космологии с дилатонным потенци-	517
Сарикадие Г.Н. Пжавахищещи Г.Ш. Физические параметры кратных	
систем типа трапеции ранних спектральных классов, вывеленные из иурув фотометрии. I	559
Седрании Л М Врашение лвухкомпонентной молели нейтронной	
звезды в рамках ОТО	403
Седракян Д.М., Айрапетян М.В. О релаксации угловой скорости	
пульсара Vela после ее скачков	67
Седракян Д.М., Шахабасян К.М., Брук Ю.М. Время релаксации сверхтекучего ядра в нейтронных звездах	497
Соколов А.С. Спектр масс системы неоднородных межгалактических	
облаков	535
Сотникова Н.Я. (см. Волков Е.В.)	221
Теребиж В.Ю. Закон подобия при спектральном оценивании	ALC: A
временного ряда. І	139
Теребиж В.Ю. Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. II	273
Теребиж В.Ю. Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. III	413
Хачатрян С.Г. (см. Абрамян М.Г.)	291
Хачатрян Г.Ф. (см. Григорян Л.Ш.)	87
Хачатрян Г.Ф. (см. Григорян Л.Ш.)	391
Хачатрян Г.Ф. (см. Григорян Л.Ш.)	507
Шахабасян К.М. (см. Седракян Д.М.)	497

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 1

Оптическое отождествление 100 точечных источников IRAS на высоких галактических широтах	
А.М.Микаелян	5
О соотношении позиционных углов вытянутых структур и вектора преимущественных колебаний поляризованного излучения компактного радиоисточника 3С 84 на длинах волн 2, 4 и 6 см И.И.Проник	19
О фрактальной структуре облаков, образующих L _a -лес в спектрах	
квазаров	20
В.1.1ороацкии	29
Спектры радиоизлучения изолированных спиральных галактик и спиральных членов пар галактик	
В.Г.Малумян	39
Группы галактик. II. Определение значений выборочных параметров	
А.П.Магтесян	45
О связи пульсаров и звездных ассоциаций	in the
Т.Г.Мдзинаришвили	61
О релаксации угловой скорости пульсара VELA после ее скачков	
Ц.М.Сеоракян, М.В.Аирапетян	6/
О собственных МІД колебаниях нейтронной звезды.	77
	11
О моменте инерции неитронных звезд 1. гелятивистское уравнение для накопленного момента инерции	
Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян	87
Функция Грина линейного уравнения Компанейца	
Д.И.Нагирнер, В.М.Лоскутов	97
Об основных этапах эволюции вещества во Вселенной. I	
Г.С.Саакян	117
Фридмановская Вселенная в схеме квантования редуцированного фазового пространства	
Ю.Г.Палий, В.В.Папоян, В.Н.Первушин	125
Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. І	
В.Ю.Теребиж	139

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Спектральная классификация звезд второго спектрального обзора неба. I

С.К.Балаян 153

Исследование галактик Второго Бюраканского обзора неба. Спектральные наблюдения в площадке 15⁴30^{°°}, +59^{°°}

С.А.Акопян, С.К.Балаян 169

Спектрофотометрическое и морфологическое исследование галактик с УФ избытком, составляющих физические системы

М.А.Казарян 177

Спектральные наблюдения красных карликов. III. Наблюдения красных звезд окрестности Солнца

Л.В.Мирзоян, В.В.Амбарян, А.Т.Гарибджанян 187

Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. IX. Полоса -15°≤δ≤-11°

Г.В.Абрамян, К.С.Гигоян, В.В.Амбарян, М.Аззопарди 197

Потеря массы и энергии тесной двойной системой, движущейся в окрестности активного ядра галактики

В.Г.Горбацкий, С.П.Прохоров 209

О спектре масс гигантских молекулярных облаков в модели коагуляции

Е.В.Волков, Н.Я.Сотникова 221

О струнной космологии с дилатонным потенциалом. І

А.А.Саарян 233

253

Об основных этапах эволюции вещества во Вселенной. II Г.С. Саакян

Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. II В.Ю. Теребиж 273

О теореме Биркгофа в БСТТ

П.Ф.Казарян, А.А.Саарян 281

Строго нелинейные волны во вложенном вращающемся газовом диске

М.Г.Абрамян, С.Г.Хачатрян 291

Статус физических наблюдаемых Фридмановской Вселенной в классическом и квантовом Гамильтоновом формализме

Ю.П.Палий, В.В.Папоян, В.Н.Первушин 303

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

Спектральная классификация звезд Второго Бюраканского обзора неба. II

~	v	F -		277
L.,	Λ.	DU	лаян	- 321

341

О возможном фрактальном характере кривых блеска блазаров С.Г. Марченко, А.В.Гаген-Торн

Точные и численные решения уравнения Компанейца: эволюция спектра и средних частот

П.И.Нагирнер, В.М.Лоскутов, С.И.Грачев 349

Исследование группы быстровращающихся А-звезд с избытком излучения на IRAS волнах

Дж.Б.Оганесян 365

Сигналы от SN 1987А в антеннах Амальди-Вебера как возможное обнаружение скалярных гравитационных волн

Ю.В.Барышев 377

Нейтронные звезды в биметрической скалярно-тензорной теории гравитации. 1. Новые решения уравнений поля

Л.Ш.Григорян, П.Ф.Казарян, Г.Ф.Хачатрян 391 Вращение двухкомпонентной модели нейтронной звезды

П.М. Седракян 403

Закон подобия при спектральном оценивании временного ряда. III

В.Ю. Теребиж 413

К исследованию подструктуры скоплений галактик методом S-диаграмм: неточечное приближение

К.М.Бекарян, А.А.Мелконян 425

О связи радиосветимостей и оптических поверхностных яркостей спиральных галактик

В.Г. Малумян 433

Связь галактик Маркаряна с их окружением

- А.П. Магтесян, В.Г. Мовсесян, В.М. Магтесян 441 Галактики с УФ избытком, в которых наблюдались взрывы сверхновых звезд
 - М.А.Казарян 457

Краткие сообщения

в рамках ОТО

О восстановлении 3D скорости скоплений галактик

В.Г.Гурзадян, С.Рози 473

содержание

Выпуск 4

Энергетика ядер галактик	
Г.С.Саакян	483
Время релаксации сверхтекучего ядра в нейтронных звездах	
Д.М.Седракян, К.М.Шахбазян, Ю.М.Брук	479
О моменте инерции нейтронных звезд. II. Релятивистские поправки	
Л.Ш.Григорян, Г.Ф.Хачатрян	507
О струнной космологии с дилатонным потенциалом. II	
А.А. Саарян	517
Спектр масс системы неоднородных межгалактических облаков	
А.С.Соколов	535
ROSAT-наблюдения вспыхивающих звезд Плеяд	
В.В.Амбарян, Л.В.Мирзоян, Р.Вихманн, Дж.Краутер, Р.Нойхаузер	545
Физические параметры кратных систем типа трапеции ранних спектральных классов, выведенные из иуру фотометрии. I	
Г.Н.Салуквадзе, Г.Ш.Джавахишвили	559
Распредсление В-звезд в направлениях некоторых южных цефеид	
Р.Х.Оганесян	573
Оптические отождествления точечных источников IRAS на основе низкодисперсионных спектров FBS. II	
А.М.Микаелян, К.С.Гигоян, Д.Руссей	581
Новые М-звезды в областях темных туманностей. I	
Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян	595
Распределение галактик вокруг SB и S спиралей в скоплениях Virgo и Fornax	
А.Т.Каллоглян, Г.А.Арутюнян	609
Спектрофотометрическое исследование пяти галактик с УФ-избытком	
М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян	619
Выборки звезд Второго Бюраканского обзора неба	
С.К.Балаян	627
Распознавание и классификация углеродных звезд	
М Ш Каралетан С Е Нерсисан	633

Optical identification of 100 IRAS point sources at high galactic	
latitudes A.M.Mickaelian	5
On the relation of the position angles of the elongated structures and of the polarization vector of the compact radio source $3C$ 84 emission 'on wavelengths 2, 4 and 6 cm	
I.I.Pronik	19
On the fractal structure of clouds forming L _a - forest in QSO spectra V.G. Gorbatsky	29
Spectra of radio emission of isolated spiral galaxies and spiral members of pairs of galaxies	
V.H.Malumian	39
Groups of galaxies. II. Determination of values of selection parameters A.P. Mahtessian	45
On the connection between pulsars and stellar associations T.G.Mdzinarishvill	61
On the VELA pulsar angular velocity relaxion after its jumps D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian	67
On the MHD eigenvibrations of neutron star S.I.Bastrukov, I.V.Molodtsova, V.V.Papoyan, D.V.Podgainy	77
On neutron star moment of inertia I. Relativistic equation for accumu-	
L.Sh. Grigorian, H.F.Khachatrian	87
The Green function of linear Kompaneets equation D.I.Nagimer, V.M.Loskutov	97
On the main evolutionary stages of matter in the Universe. I G.S.Sahaklan	117
The wave function of the Friedmann 'Universe in the reduced phase space	
quantization scheme Yu.G.Palii, V.V.Papoyan, V.N.Pervushin	125
Similarity law in a time series spectral estimation. I	120
V. Tu. Tereoizs	123

Spectral classification of stars from the Second Byurakan sky survey. 1 S.K. Balayan	153
Study of galaxies from the Second Byurakan sky survey. I. Spectral observations in the 15 ⁴ 30 st , +59°	
S.A.Hakopian, S.K.Balayan	169
Spectrophotometry and morphology of the galaxies with UV excess, which compose physical systems	
M.A.Kazarian	177
Spectral observations of red dwarfs. III. Observations of red stars in vicinity of Sun	
L. V. Mirzoyan, V. V. Hambarian, A. T. Garibjanian	187
The first Byurakan spectral sky survey. Late - type stars. IX. Zone $-15^{\circ} \le \le -11^{\circ}$	
H.V.Abrahamyan, K.S.Gigoyan, V.V.Hambaryan, M.Azzopardi	197
Mass and energy losses from close binary system moving in the vicinity of an active galactic nucleus	
, V.G.Gorbatsky, S.P.Prohorov	209
On the mass spectrum of gaint molecular clouds in the coagulation model E.V. Volkov, N. Ya. Sotnikova	221
On string cosmology with dilaton potential. I	
A.A.Saharian	233
On the main evolutionary stages of matter in the Universe. II G.S.Sahakian	253
and the second s	
Similarity law in a time series spectral estimation. II V. Yu. Terebizh	273
On Birkhoff's theorem in BSTT P.F.Kazarian, A.A.Saharian	281
Strongly non-linear waves in inclosed rotating geneous discs	
M.G.Abramian, S.G.Khachatrian	291
Status of Friedmann Universe physical observables in classical and quan-	Hout
Yu. Paliy, V. Papoyan, V. Pervushin	303

Spectral classification of stars from the Second Byurakan sky survey. II S.K.Balayan	327
The possible fractal character of the blazar's light curves S.G.Marchenko, A.V.Hagen-Thorn	341
Analitical and numerical solutions of Kompaneets equation: the evolution of spectrum and main frequencies D. I. Nagirner, V. M. Loskutov, S. I. Grachev	349
On Investigation of the group rapid rotating A-type stars with infrared excess	
J.B. Ohanesyan	365
Events observed by Amaldi-Weber antennas from SN 1987A as a pos- sible detection of scalar gravitational waves	1
Yu. V. Baryshev	377
Neutron stars in bimetric scalar-tensor theory of gravitation. I. The new solutions of the field equations	B
L.Sh.Grigorian, P.F.Kazarian, H.F.Khachatrian	391
Rotation of the two-component model of neutron star in frame of GRT D.M.Sedrakian	403
Similarity law in a time series spectral estimation. III V. Yu. Terebizh	413
On the stusy of the substructure of galaxy clusters: S-tree technique in non-point approximation	
K.M.Bekarian, A.A.Melkonian	425
On relationship between radio luminosity and optical surface brightness of spiral galaxies	1.00
V.H.Malumian	433
Connection between Markarian galaxies and their environment A.P.Mahtessian, V.H.Movsessian, V.M.Mahtessian	441
The galaxies with UV-excess in which have been observed the burst of the supernovae stars	
M.A.Kazarian	457
Notes	. R.M.
On the 3D velocity reconstruction of clusters of galaxies	473

Energetics of galaxies nuclei G.S.Sahakian	483
The relaxation time of superfluid core of neutron stars D.M.Sedrakian, K.M.Shahabassian, Yu.M.Brook	497
On neutron stars moment of inertia. II. Relativistic effects L.Sh. Grigorian, H.F. Khachatrian	507
On string cosmology with dilaton potential. II A.A.Saharian	517
Mass spectrum of the system of nonhomogeneous intergalactic clouds A.S.Sokolov	535
Rosat observations of Pleiades flare stars. V.V.Hambaryan, L.V.Mirzoyan, R.Wichmann, J.Krayter, R.Neuhauser	545
Physical parameters of earlier spectral classes Trapezium type multiple systems as derived from $uvby\beta$ photometry I. G.N.Salukvadze, G.Sh.Javakhishvili	559
The distribution of B-stars in the directions of some southern cepheids R.Kh.Hovhannessian	573
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. II A.M.Mickaelian, K.S.Gigoyan, D.Russeil	581
New M-stars in dark clouds regions. I N.D. Melikian, A.A. Karapetian	595
On the distribution of galaxies around SB and S spirals in the Virgo and Fornax clusters	(00
Spectrophotometry of five galaxies with UV excess	609
M.A. Kazarian, J.R. Martiroslan Sample of stars from the Second Byurakan sky survey	619
S.K.Balayan	627
M.Sh.Karapetian, S.E.Nersessian	633

Energetics of galaxies nuclei G.S.Sahakian	483
The relaxation time of superfluid core of neutron stars D.M.Sedrakian, K.M.Shahabassian, Yu.M.Brook	497
On neutron stars moment of inertia. II. Relativistic effects L.Sh. Grigorian, H.F.Khachatrian	507
On string cosmology with dilaton potential. II A.A.Saharian	517
Mass spectrum of the system of nonhomogeneous intergalactic clouds A.S.Sokolov	535
Rosat observations of Plciades flare stars. V.V.Hambaryan, L.V.Mirzoyan, R.Wichmann, J.Krayter, R.Neuhauser	545
Physical parameters of earlier spectral classes Trapezium type multiple systems as derived from $uvby\beta$ photometry l. G.N.Salukvadze, G.Sh.Javakhishvili	559
The distribution of B-stars in the directions of some southern cepheids <i>R.Kh.Hovhannessian</i>	573
Optical identifications of the IRAS point sources on the base of the FBS low-dispersion spectra. II A.M.Mickaelian, K.S.Gigoyan, D.Russeil	581
New M-stars in dark clouds regions.' I N.D.Melikian, A.A.Karapetian	595
On the distribution of galaxies around SB and S spirals in the Virgo and Fornax clusters	600
Spectrophotometry of five galaxies with UV excess M A Kazarian J. R. Martinosian	619
Sample of stars from the Second Byurakan sky survey S.K.Balayan	627
Recognition and classification of the carbon stars M.Sh.Karapetian, S.E.Nersessian	633

Индекс 70022

0091·J

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ОПТИЧЕСКИЕ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИ-КОВ IRAS НА ОСНОВЕ НИЗКОДИСПЕРСИОННЫХ СПЕКТ-РОВ FBS. II

А.М.Микаелян, К.С.Гигоян, Д.Руссей 581

НОВЫЕ М-ЗВЕЗДЫ В ОБЛАСТЯХ ТЕМНЫХ ТУМАННОСТЕЙ. I

Н.Д. Меликян, А.А. Карапетян 595

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ВОКРУГ SB И S СПИРАЛЕЙ В СКОПЛЕНИЯХ VIRGO И FORNAX

А.Т.Каллоглян, Г.А.Арутюнян 609

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЯТИ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ

М.А.Казарян, Ж.Р.Мартиросян 619

ВЫБОРКИ ЗВЕЗД ВТОРОГО БЮРАКАНСКОГО ОБЗОРА НЕБА С.К.Балаян

РАСПОЗНАВАНИЕ И КЛАССИФИКАЦИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

М.Ш.Карапетян, С.Е.Нерсисян 633

627